



TITLE:

転移領域核の非調和集団運動の微視的記述( Dissertation\_全文 )

AUTHOR(S):

相場, 浩和

---

CITATION:

相場, 浩和. 転移領域核の非調和集団運動の微視的記述. 京都大学, 1990, 理学博士

ISSUE DATE:

1990-05-23

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.k4593>

RIGHT:



---

学位申請論文

---

LION FILE

相場 浩和

---

---



主論文

# 転移領域核の非調和集団運動 の微視的記述

相場 浩和

## 要旨

$^{76}\text{Se}$ ,  $^{78}\text{Se}$  と  $^{100}\text{Ru}$ ,  $^{102}\text{Ru}$ ,  $^{104}\text{Ru}$  の 2 フォノン状態の非調和性を自己無撞着集団座標法を用いて調べた。  $O_2^+$  状態の性質が、四重極振動に対する集団ハミルトニアンへ中性子対振動との結合効果をくり込むことにより再現された。

## 目次

§ 1. 序論	1
§ 2. 模型ハミルトニアン	5
§ 3. SCC 法の適用	11
3-1. SCC 法の基礎方程式	11
3-2. 最適 RPA 境界条件のもとでの ( $\pi$ , $\pi$ , $N_c - N_o$ ) 展開	17
3-3. 集団ハミルトニアン および 四重極演算子の集団表現	23
3-4. ポテンシャルエネルギー	30
§ 4. 量子化処方の妥当性	34
§ 5. 数値計算の準備	37
§ 6. 結果 および 議論	41
6-1. 数値計算結果と実験データとの比較	41
6-2. 相互作用の強さの妥当性	44
6-3. モード・モード結合の分析	47
6-4. 有効 3体力の効果	52
§ 7. まとめと結論	54
謝辞	56
Appendix A	57
Appendix B	63

参考文献	71
表の説明	74
図の説明	75
図および表	

## §1 序論

大振幅集団運動論においては 考察下の 集団運動がその上で記述されるべき 集団部分空間をいかに構成するかが最も重要な問題のひとつである。さらにまた、構成された 集団部分空間の諸性質が 実際の実験データにどのように反映しているかを調べることも大事である。

集団部分空間の性質を分析するためには、モードの概念が有効である。モードは、乱雑位相近似(RPA)で、すなわち、微小振幅の極限で定義することができる。多くの運動に対応して多くのモードが存在する。それらのうち、考察下の 集団運動に対応するモードを 集団モード、それ以外をすべて 非集団モードと呼ぶことにしよう。すると、微小振幅の極限では完全に分離しているこれらのモードも 実際には互いに複雑に結合しているであろう。この現象をモード・モード結合と呼ぶ。したがって、集団部分空間もまた、集団モードを主要な構成要素としながらも、集団モード、非集団モード間のモード・モード結合の影響のもとで構成されている。それゆえまた 集団部分空間の性質も このモード・モード結合の構造を分析する

ことにより 定性的・定量的に 明らかにできるだろうと期待できる。

本論文では 集団部分空間の構成法として 自己無撞着集団座標法  
 を採用した。丸森 益川 坂田 栗山<sup>1)</sup>によって提案され、さらに、松尾・  
 松柳<sup>2), 3)</sup>によって 現実の原子核の現象に適用可能な形へと発展させられた。  
 自己無撞着集団座標法 (SCC 法) は、時間依存 Hartree - Fock 法  
 (TDHF) あるいは 時間依存 Hartree - Bogoliubov 法 (TDHB) の 大次元  
 位相空間 より、集団部分空間 を 自己無撞着に 抜き出す方法を与えて  
 くくれるからである。

本論文では、集団部分空間の諸性質がいかに 実際の 実験データ  
 に反映しているかを調べる 具体例として、Se の同位体、<sup>76</sup>Se, <sup>78</sup>Se, およ  
 び Ru の同位体、<sup>100</sup>Ru, <sup>102</sup>Ru, <sup>104</sup>Ru を取り上げる。

これらの原子核の 四重極 振動状態の 非調和性は、非常に興味  
 深い 特徴を持っていることが知られている。Se の同位体に関しては、<sup>76</sup>Se  
 では  $O_2^+$  状態が 2フォノン 3重項のなかで、エネルギー的に最も低いのに対し  
 て <sup>78</sup>Se では  $O_2^+$  状態が最も高くなっている。<sup>4)</sup> また、Ru の同位体に関しても、  
<sup>100</sup>Ru, <sup>102</sup>Ru では  $O_2^+$  状態が最も低いのに対して、<sup>104</sup>Ru では  $O_2^+$  状態が最も

高くなっている。<sup>5)</sup> これらの原子核の非調和四重極振動に関しては、これまで、いくつかの微視的な観点からの研究がなされ、そのなかから、四重極相関と対相関との間の動力学的な相互作用を考慮に入れることの重要性が指摘されてきた。<sup>6,7,72,82,92,10)</sup> したがって、これらの原子核ではモード・モード結合に由来する集団部分空間の動力学的諸性質が、きれいにみえることが期待されるのである。

本論文の主要な目的は次の2点である。

- 1) SCC法により先に述べたような  $O_2^+$  状態のふるまいの中性子数依存性を再現できるかどうか調べること。
- 2) モード・モード結合分析の観点から、 $O_2^+$  状態の上述のようなふるまいの微視的理由を明らかにすること、これは、すなわち、集団部分空間の動力学的性質と、 $O_2^+$  状態にみられるような実験データとの間の関係を明らかにすることでもある。

本論文とこれまでになされてきた研究との大きな違いを強調しておきたい。本論文では非集団モードのうち、これは重要であるとか、あるいは重要でない、とかいうアプリオリな仮定は、いっさい用いていない。本論



文では、それが集団モードと結合するかぎり、すべての非集団モードとの結合効果をとりいれている。したがって、本研究は、上述したすべての研究の拡張である、ということができる。

本論文の構成は次のようになっている。

§2において、計算に用いる模型ハミルトニアンが導入される。§3において、この模型ハミルトニアンにSCC法を適用し、集団ハミルトニアン、集団ポテンシャル、四重極演算子の集団表現に対する具体的表式が与えられる。§4では、具体的数値計算にはいる前に、SCC法の量子化処方の妥当性について議論する。§5は数値計算のための準備である。§6では数値計算の結果に基づいた、様々な議論が展開される。最後に、§7はまとめと結論である。

## § 2 模型ハミルトニアン

模型ハミルトニアン としては 次のものを採用する。

$$H = H_0 + H_P + H_{00} + H_{P2} + V^{(3)}, \quad (2.1)$$

$$H_0 = \sum_{\alpha} \varepsilon_{\alpha} C_{\alpha}^{\dagger} C_{\alpha}, \quad (2.2)$$

$$H_P = - \sum_{\tau=P, \pi} G_{\tau} \hat{P}_{\tau}^{\dagger} \hat{P}_{\tau}, \quad (2.3)$$

$$H_{00} = -\frac{1}{2} \chi_2 \sum_{\mu} \hat{Q}_{2\mu} \hat{Q}_{2\mu}^{\dagger}, \quad (2.4)$$

$$H_{P2} = -\frac{1}{2} \sum_{\tau=P, \pi} G_{2\tau} \sum_{\mu} \hat{P}_{\tau\mu}^{\dagger} \hat{P}_{\tau\mu}, \quad (2.5)$$

$$V^{(3)} = -\frac{1}{6} \chi_3 \left\{ \sqrt{\frac{56\pi}{5}} \sum_{\mu} (\hat{O}\hat{O})_{2\mu} \hat{Q}_{2\mu}^{\dagger} - 3 \hat{R} \sum_{\mu} \hat{Q}_{2\mu} \hat{Q}_{2\mu}^{\dagger} \right\}. \quad (2.6)$$

ここで  $H_0$  は、単-粒子ハミルトニアン，また  $H_P, H_{00}, H_{P2}$  はそれぞれ

対相互作用，四重極相互作用，四重極対相互作用をあらわす。 $V^{(3)}$

は有効3体相互作用で，四重極相互作用の高次項として位置付け

られる。この相互作用は、坂本・岸本によって提案されたものである。<sup>11)</sup>

上式で  $\varepsilon_{\alpha}$  は単-粒子エネルギー， $(C_{\alpha}^{\dagger}, C_{\alpha})$  はフェルミオンの生

成，消滅演算子をあらわす。添字については， $\{\alpha\}$ は量子数

$(n_{\alpha}, j_{\alpha}, m_{\alpha})$  をあらわす。ここで  $j_{\alpha}$  は角運動量， $m_{\alpha}$  はその

$z$ 成分であり、 $n_\alpha$ はそれ以外の量子数をあらわす。 $\{\alpha\}$ は $\alpha$ の $z$ 成分  $m_\alpha$ を除いた量子数をあらわす。一体演算子  $\hat{P}_z^+$ ,  $\hat{Q}_{3\mu}$ ,  $\hat{P}_{3\mu}^+$ ,  $\hat{R}$  は次のようにあらわされる。

$$\hat{P}_z^+ = \frac{1}{2} \sum_{\alpha \in \tau} C_\alpha^+ C_\alpha^+ \quad (2.7)$$

$$\hat{Q}_{3\mu} = \sum_{\tau=R,2} \hat{Q}_{\tau,3\mu} \quad (2.8)$$

$$\begin{aligned} \hat{Q}_{\tau,3\mu} &= \sum_{\alpha, \beta \in \tau} \langle \alpha | r^2 Y_{3\mu} | \beta \rangle C_\alpha^+ C_\beta \\ &= \sum_{a, b \in \tau} g(ab) \sum_{m_\alpha, m_\beta} (j_a m_\alpha j_b \tilde{m}_\beta | 3\mu) C_a^+ C_\beta \end{aligned} \quad (2.9)$$

$$\begin{aligned} \hat{P}_{\tau,3\mu}^+ &= \sum_{\alpha, \beta \in \tau} \langle \alpha | r^2 Y_{3\mu} | \beta \rangle C_\alpha^+ C_\beta^+ \\ &= \sum_{a, b \in \tau} g(ab) \sum_{m_\alpha, m_\beta} (j_a m_\alpha j_b m_\beta | 3\mu) C_a^+ C_\beta^+ \end{aligned} \quad (2.10)$$

$$\begin{aligned} \hat{R} &= \sum_{\alpha, \beta} \langle \alpha | r^2 | \beta \rangle C_\alpha^+ C_\beta \\ &= \sum_{a, b} r(ab) \sum_{m_\alpha, m_\beta} (j_a m_\alpha j_b \tilde{m}_\beta | 00) C_a^+ C_\beta \end{aligned} \quad (2.11)$$

$\therefore \tau$   $g(ab) \equiv \langle a || r^2 Y_2 || b \rangle / \sqrt{5}$ ,  $r(ab) \equiv \langle a || r^2 || b \rangle$ ,  $\tau$ ある。

また,  $C_\alpha^+ \equiv C_{n_\alpha, j_\alpha, \tilde{m}_\alpha}^+ \equiv (-1)^{j_\alpha - m_\alpha} C_{n_\alpha, j_\alpha, -m_\alpha}^+$ , 同様に

$(j_a m_a j_b \tilde{m}_\beta | JM) \equiv (-1)^{j_b - m_\beta} (j_a m_a j_b -m_\beta | JM)$  である。

BCS の準粒子表現では、上の模型ハミルトニアンは次のように書き直される。

$$\begin{aligned}
 H = & \sum_{\alpha} E_{\alpha} a_{\alpha}^{\dagger} a_{\alpha} - \frac{1}{4} \sum_{\tau=p,n} G_{\tau} (\tilde{P}_{\tau}^{(\tau)\dagger} \tilde{P}_{\tau}^{(\tau)} + \tilde{P}_{\tau}^{(\tau)} \tilde{P}_{\tau}^{(\tau)\dagger}) \\
 & - \frac{1}{2} \chi_2 \sum_{\mu} \hat{Q}_{2\mu} \hat{Q}_{2\mu} - \frac{1}{8} \sum_{\tau} G_{2\tau} \sum_{\mu} (\hat{P}_{\tau 2\mu}^{(\tau)\dagger} \hat{P}_{\tau 2\mu}^{(\tau)} + \hat{P}_{\tau 2\mu}^{(\tau)} \hat{P}_{\tau 2\mu}^{(\tau)\dagger}) \\
 & - \frac{1}{6} \chi_3 \left\{ \sqrt{\frac{56\pi}{5}} \sum_{\mu} (\hat{\theta} \hat{\theta})_{2\mu} \hat{\theta}_{2\mu} - 3 \hat{R} \sum_{\mu} \hat{Q}_{2\mu} \hat{Q}_{2\mu} \right\} \quad (2.12)
 \end{aligned}$$

ここで、 $E_{\alpha}$  は準粒子エネルギーを表わす。また、 $\{a_{\alpha}^{\dagger}, a_{\alpha}\}$  は準粒子の生成、消滅演算子を表わす。準粒子を用いて、次の演算子を定義すると

$$A_{JM}^{\dagger}(ab) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{m_a, m_\beta} (j_a m_a j_b m_\beta | JM) a_{\alpha}^{\dagger} a_{\beta}^{\dagger} \quad (2.13)$$

$$B_{JM}^{\dagger}(ab) = - \sum_{m_a, m_\beta} (j_a m_a j_b m_\beta | JM) a_{\alpha}^{\dagger} a_{\beta} \quad (2.14)$$

一体演算子  $\tilde{P}_{\tau}^{(\tau)\dagger}$ ,  $\tilde{P}_{\tau}^{(\tau)}$ ,  $\hat{Q}_{2\mu}$ ,  $\hat{P}_{\tau 2\mu}^{(\tau)\dagger}$ ,  $\hat{P}_{\tau 2\mu}^{(\tau)}$ ,  $\hat{R}$  はそれぞれ次のように書ける。

$$\tilde{P}_\tau^{(+)\dagger} = \sum_{a \in \tau} 2\sqrt{\Omega_a} \left[ \zeta(aa) \{ A_{00}^+(aa) + A_{00}(aa) \} - \xi(aa) B_{00}^+(aa) \right] \quad (2.15)$$

$$\tilde{P}_\tau^{(-)\dagger} = \sum_{a \in \tau} \sqrt{\Omega_a} \{ A_{00}^+(aa) - A_{00}(aa) \} \quad (2.16)$$

$$\hat{Q}_{z\mu} = \sum_{\tau=P,n} \hat{Q}_{\tau,z\mu} \quad (2.17)$$

$$\hat{Q}_{\tau,z\mu} = \sum_{a,b \in \tau} \delta(ab) \left[ \xi(ab) \{ A_{z\mu}^+(ab) + A_{z\mu}(ab) \} + \zeta(ab) \{ B_{z\mu}^+(ab) + B_{z\mu}(ab) \} \right] \quad (2.18)$$

$$\begin{aligned} \tilde{P}_{\tau,z\mu}^{(+)\dagger} = \sum_{a,b \in \tau} \delta(ab) \left[ 2\sqrt{2} \zeta(ab) \{ A_{z\mu}^+(ab) + A_{z\mu}(ab) \} - 2 \xi(ab) \{ B_{z\mu}^+(ab) \right. \\ \left. + B_{z\mu}(ab) \} \right] \end{aligned} \quad (2.19)$$

$$\tilde{P}_{\tau,z\mu}^{(-)\dagger} = \sum_{a,b \in \tau} \delta(ab) \left[ \varepsilon(ab) \{ A_{z\mu}^+(ab) - A_{z\mu}(ab) \} - \delta(ab) \{ B_{z\mu}^+(ab) - B_{z\mu}(ab) \} \right] \quad (2.20)$$

$$\hat{R} = \sum_{a,b} r(ab) \left[ \xi(ab) \{ A_{00}^+(ab) + A_{00}(ab) \} + \zeta(ab) \{ B_{00}^+(ab) + B_{00}(ab) \} \right] \quad (2.21)$$

上式中で、 $\Omega_a \equiv j_a + 1/2$  である。対相関に関連した量 ( $\xi(ab)$ ,  $\zeta(ab)$ ,

$\varepsilon(ab)$ ,  $\delta(ab)$ ) は、BCS 近似のもとで

$$\xi(ab) = \frac{\sqrt{2}}{2} (u_a v_b + v_a u_b), \quad \zeta(ab) = \frac{1}{2} (u_a u_b - v_a v_b),$$

$$\varepsilon(ab) = \sqrt{2} (u_a u_b + v_a v_b), \quad \delta(ab) = \sqrt{2} (u_a v_b - v_a u_b), \quad (2.22)$$

とあらわされる。ここで、 $u_a$ ,  $v_a$  は通常の BCS 近似であらわれる

u-v 因子である。

後の議論の便利のために、模型ハミルトニアンを次の形に書いておく。

$$H = H_0 + H_P + V^{(3)} - \frac{1}{2} \sum_i \kappa_i \sum_{\mu} \hat{R}_{i,3\mu}^+ \hat{R}_{i,3\mu} \quad (2.23)$$

ここで、 $H_0$ ,  $H_P$ ,  $V^{(3)}$  は それぞれ、単-準粒子ハミルトニアン、残留対相互作用、有効3体相互作用を準粒子表現であらわしたものである。

最後の項は、四重極相互作用 + 四重極対相互作用 をあらわす。

添字の意味は  $\{\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3, \kappa_4, \kappa_5\} \equiv \{\kappa_2 \frac{1}{4} G_{P2}, \frac{1}{4} G_{N2}, \frac{1}{4} G_{P2}, \frac{1}{4} G_{N2}\}$ , また  $\{\hat{R}_{1,3\mu}^+, \hat{R}_{2,3\mu}^+, \hat{R}_{3,3\mu}^+, \hat{R}_{4,3\mu}^+, \hat{R}_{5,3\mu}^+\} \equiv \{\hat{Q}_{3\mu}, \hat{P}_{P,3\mu}^{G1+}, \hat{P}_{N,3\mu}^{(+)+}, \hat{P}_{P,3\mu}^{(-)+}, \hat{P}_{N,3\mu}^{(-)+}\}$ . である。さらに演算子  $\hat{R}_{i,3\mu}^+$  は 次のように書ける。

$$\hat{R}_{i,3\mu}^+ = \sum_{a,b} [R_i(ab) \{A_{2\mu}^+(ab) + (\pm)_i A_{2\mu}^-(ab)\} + D_i(ab) \{B_{2\mu}^+(ab) + (\pm)_i B_{2\mu}^-(ab)\}] \quad (2.24)$$



にて、記号  $(\pm)_i$  は添字  $i$  を持つ演算子の時間反転に関する性質をあらわすもので、

$$(\pm)_i \equiv \begin{cases} 1, & \text{for } i = 1, 2, 4 \\ -1, & \text{for } i = 3, 5 \end{cases} \quad (2.25)$$

と定義される。

### §3 SCC法の適用

この節では 転移領域核への SCC法の適用について説明する。

#### §3-1 SCC法の基礎方程式

集団変数には, 四重極集団運動を記述する, 5つの複素数,

$(\xi_\mu^*, \xi_\mu)$  ( $\mu = -2, -1, 0, 1, 2$ ), および 陽子, 中性子の

対回転を記述する, 粒子数, 角変数  $(N_\tau, \varphi_\tau)$  ( $\tau = p, n$ )

を採用する. Ref. 3) に従って 時間依存 Hartree-Bogoliubov

(TDHB) の状態ベクトルを次の形に書く。

$$|\phi(\xi_\mu^*, \xi_\mu, N_\tau, \varphi_\tau)\rangle = e^{-i\varphi_p \hat{N}_p} e^{-i\varphi_n \hat{N}_n} e^{i\hat{G}(\xi_\mu^*, \xi_\mu, N_\tau)} |\phi_0\rangle \quad (3.1)$$

ここで

$$\begin{aligned} \hat{G}(\xi_\mu^*, \xi_\mu, N_\tau) = & \sum_{r\lambda\mu} \{ G_{r\lambda}(\xi_\mu^*, \xi_\mu, N_\tau) X_{r\lambda\mu}^+ - G_{r\lambda}^*(\xi_\mu^*, \xi_\mu, N_\tau) X_{r\lambda\mu} \} \\ & + \sum_{\tau=p,n} \{ G_{\tau N}(\xi_\mu^*, \xi_\mu, N_\tau) \hat{N}_\tau^{(RPA)} + G_{\tau\theta}(\xi_\mu^*, \xi_\mu, N_\tau) \hat{\Theta}_\tau^{(RPA)} \}. \end{aligned} \quad (3.2)$$

ここで  $\hat{N}_p, \hat{N}_n$  は 陽子, 中性子の粒子数演算子, また  $|\phi_0\rangle$  は

BCS 準粒子の真空をあらわす。  $X_{r\lambda\mu}^+$  は 様々な RPA モードで  
あり

$$X_{r\lambda\mu}^+ = \sum_{a,b} \{ \varphi_{r\lambda}(ab) A_{\lambda\mu}^+(ab) + \varphi_{r\lambda}(ab) A_{\lambda\mu}^-(ab) \} \quad (3.3)$$

という形を持っている。このモードの振幅,  $\varphi_{r\lambda}(ab)$ ,  $\varphi_{r\lambda}(ab)$ . および  
振動数  $\omega_{r\lambda}$  は 通常の RPA 方程式より求まる。それは

$$[H, X_{r\lambda\mu}^+]_{RPA} = \omega_{r\lambda} X_{r\lambda\mu}^+ \quad (3.4)$$

$$\langle \Phi | [X_{r\lambda\mu}, X_{r'\lambda'\mu'}^+] | \Phi \rangle = \delta_{rr'} \delta_{\lambda\lambda'} \delta_{\mu\mu'} \quad (3.5)$$

である。また, RPA 粒子数, 角動演算子,

$$\hat{N}_{\tau}^{(RPA)} = \sum_{a \in \tau} \sqrt{2\Omega_a} \xi(a) \{ A_{00}^+(aa) + A_{00}(aa) \} \quad (3.6)$$

$$\hat{H}_{\tau}^{(RPA)} = \sum_{a \in \tau} \theta_a \{ A_{00}^+(aa) - A_{00}(aa) \} \quad (3.7)$$

は 次の 方程式 を満足する;

$$[H, \hat{H}_{\tau}^{(RPA)}]_{RPA} = \frac{1}{J_{\tau, TV}} \hat{N}_{\tau}^{(RPA)} \quad (3.8)$$

$$\langle \phi_0 | [\hat{N}_\tau^{(RPA)}, \hat{H}_\tau^{(RPA)}] | \phi_0 \rangle = 1 \quad (3.9)$$

上にあって、添字  $\{r\}$  は 同じ 多重極度  $(\lambda, \mu)$  を持つ、異なるモードを区別する。

演算子  $\lambda \hat{G}$  は これら RPA モードで展開されるわけである。

四重極集団 RPA モードは、ゼロ または 虚数の 振動数をもつ場合がある。このような時は 式 (3.4), (3.5) のかわりに、座標-運動量表現での RPA 形式を採用した方がよい。四重極集団モードに対応する RPA 座標, 運動量演算子,

$$\hat{Q}_{coll, \lambda \mu} = \sum_{a,b} p_{coll}(ab) \{ A_{\lambda \mu}^+(ab) + A_{\lambda \mu}^-(ab) \} \quad (3.10)$$

$$\hat{P}_{coll, \lambda \mu}^+ = \lambda \sum_{a,b} p_{coll}(ab) \{ A_{\lambda \mu}^+(ab) - A_{\lambda \mu}^-(ab) \} \quad (3.11)$$

は 次の方程式によって決定される。

$$[H, \hat{Q}_{coll, \lambda \mu}]_{RPA} = -\frac{i}{B_{coll}} \hat{P}_{coll, \lambda \mu}^+ \quad (3.12)$$

$$[H, \hat{P}_{coll, \lambda \mu}^+]_{RPA} = i C_{coll} \hat{Q}_{coll, \lambda \mu} \quad (3.13)$$

$$\langle \Phi_0 | [\hat{Q}_{\text{coll}, \mu}, \hat{P}_{\text{coll}, \mu'}^+] | \Phi_0 \rangle = i \delta_{\mu \mu'} \quad (3.14)$$

ここで,  $B_{\text{coll}}$ ,  $C_{\text{coll}}$  は、それぞれ 質量パラメーター, 復元力パラメーターをあらわす。さらに  $\hat{Q}_{\text{coll}, \mu}$ ,  $\hat{P}_{\text{coll}, \mu}$  を用いて フォノン演算子,

$$\hat{X}_{\text{coll}, \mu}^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{Q}_{\text{coll}, \mu} - i \hat{P}_{\text{coll}, \mu}^+) \quad (3.15)$$

を定義する。 $\hat{X}_G$  を RPA モードで展開する際, 四重極集団モードについては 式 (3.15) を用いるわけである。

さて, 式 (3.2) にあらわれる  $G_{r\lambda}$ ,  $G_{rN}$ ,  $G_{r0}$  は、集団変数  $(\gamma_r^*, \gamma_r, N_r)$  の関数である。この関数形が TDHB の状態ベクトルに関連する 大次元位相空間の中に “埋め込まれた” 集団部分多様体を決定する。この関数  $G_{r\lambda}$ ,  $G_{rN}$ ,  $G_{r0}$  を決定するための SCC 法の基礎方程式は以下の通りである；

### i) 集団部分多様体の方程式

$$\delta \langle \Phi_0 | e^{-i\hat{G}} \left\{ H + \sum_r \left( \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \gamma_r^*} \frac{\partial}{\partial \gamma_r^*} - \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \gamma_r} \frac{\partial}{\partial \gamma_r} \right) - \sum_r \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial N_r} \hat{N}_r \right\} e^{i\hat{G}} | \Phi_0 \rangle = 0 \quad (3.16)$$

ii) 正準変数条件

$$\langle \phi_0 | \bar{e}^{\hat{i}\hat{G}} \frac{\partial}{\partial \zeta_\mu} e^{\hat{i}\hat{G}} | \phi_0 \rangle = \frac{1}{2} \zeta_\mu^* , \quad (3.17)$$

$$\langle \phi_0 | \bar{e}^{\hat{i}\hat{G}} \frac{\partial}{\partial \zeta_\mu^*} e^{\hat{i}\hat{G}} | \phi_0 \rangle = -\frac{1}{2} \zeta_\mu , \quad (3.18)$$

$$\langle \phi_0 | \bar{e}^{\hat{i}\hat{G}} \hat{N}_\tau e^{\hat{i}\hat{G}} | \phi_0 \rangle = N_\tau , \quad (3.19)$$

$$\langle \phi_0 | \bar{e}^{\hat{i}\hat{G}} \frac{\partial}{\partial N_\tau} e^{\hat{i}\hat{G}} | \phi_0 \rangle = 0 . \quad (3.20)$$

ここで,  $\mathcal{H}$  は

$$\mathcal{H}(\zeta_\mu^*, \zeta_\mu, N_\tau) \equiv \langle \phi_0 | \bar{e}^{\hat{i}\hat{G}} H e^{\hat{i}\hat{G}} | \phi_0 \rangle - \langle \phi_0 | H | \phi_0 \rangle , \quad (3.21)$$

で定義される 古典集団ハミルトニアンである。 任意の 1 体演算子

$\hat{O}$  の 集団表現 もまた,

$$\mathcal{O}(\zeta_\mu^*, \zeta_\mu, N_\tau) \equiv \langle \phi_0 | \bar{e}^{\hat{i}\hat{G}} \hat{O} e^{\hat{i}\hat{G}} | \phi_0 \rangle - \langle \phi_0 | \hat{O} | \phi_0 \rangle \quad (3.22)$$

で定義される。

基礎方程式 (3.16) ~ (3.21) は  $G_{r\lambda}, G_{\tau N}, G_{\tau\theta}$  を  $\zeta_\mu^*, \zeta_\mu,$

$N_\tau - N_{\tau 0}$  のべき級数で展開することにより 近似的に 解くことができる。



ここで  $N_{z0} \equiv \langle \Phi | \hat{N}_z | \Phi \rangle$ , である。

また, 残留相互作用として分離型相互作用を採用していること<sup>2)</sup>  
に伴って, 具体的に方程式を解く際には, Fock 項は無視する。

### §3-2. 最適 RPA 境界条件のもとでの $(\xi^*, \xi, N_z - N_{z0})$ 展開

基礎方程式を  $(\xi^*, \xi, N_z - N_{z0})$  展開法を用いて解くにあたって、その最底次には特別の注意が必要である。というのも、どのような運動を考察の対象としているかについての情報は、この最底次において導入されるからである。

さて、今は 転移領域核の非調和四重極振動を考えているので、考察下の運動は、その微小振幅の極限において RPA 四重極集団モードに一致すべきである、というのは自然な要請である。この要請を実現するために、 $\chi \hat{G}$  をその最底次において、次のような形に設定する。

$$\chi \hat{G}^{(1)} = \sum_{\mu} (G_{c2}^{(1)} X_{c3\mu}^+ - G_{c2}^{(1)*} X_{c3\mu}), \quad (3.23)$$

$$G_{c2}^{(1)} = \sigma \xi_{\mu} + \tau \xi_{\mu}^*, \quad (3.24)$$

ここで  $\sigma, \tau$  は、 $|\sigma|^2 - |\tau|^2 = 1$  を満足する任意の複素数

である。  $G_{C2}^{(1)}$  をこの形におき、集団変数  $\kappa_\mu^*$ ,  $\kappa_\mu = (-1)^\mu \kappa_{-\mu}$  が 2 階の既約テンソルの変換性に従うようにすることができる。残された任意性  $\delta, \tau$  の値を固定することによって正準座標を固定することになる。ここではこれを、

$$S^+ = \sum_{a,b} (P_{\text{coll}}(ab))^2 / \sum_{a,b} (\delta_{\text{coll}}(ab))^2 \quad (3.25)$$

となる  $S$  を用いて,  $\delta = \frac{1}{2}(S + S^{-1})$ ,  $\tau = \frac{1}{2}(S^{-1} - S)$  というように固定する。これは、Ref. 2) と Ref. 12) で導入され、最適 RPA 境界条件と呼ばれるものである。この境界条件のもとで最底次 (3.23) は次の形と書き直すことができる。

$$\chi \hat{G}^{(1)} = \sum_{\mu} (\kappa_{\mu} Y_{2\mu}^+ - \kappa_{\mu}^* Y_{2\mu}), \quad (3.26)$$

$$Y_{2\mu}^+ = \sum_{a,b} \{ \mathcal{V}_c(ab) A_{2\mu}^+(ab) + \mathcal{V}_c(ab) A_{2\mu}^-(ab) \}, \quad (3.27)$$

$$\mathcal{V}_c(ab) = \frac{1}{N_2} \{ S \delta_{\text{coll}}(ab) + S^{-1} P_{\text{coll}}(ab) \}, \quad (3.28)$$

$$\mathcal{V}_c(ab) = \frac{1}{N_2} \{ S \delta_{\text{coll}}(ab) - S^{-1} P_{\text{coll}}(ab) \}. \quad (3.29)$$

(3.26) は、たとえば、RPA 集団モードの振動数  $\omega_{\text{coll}}$  がゼロ、または

虚数になっても定義できる。したがって RPA の臨界点を越えても適用可能である。以下では混乱が生じない限り  $(\gamma_c(ab), \varphi_c(ab))$  の添字  $\{c\}$  は省略されることがある。

$\mathcal{H}$  の最低次の項は

$$\begin{aligned}\mathcal{H}^{(2)} &= \frac{1}{2} \langle \Phi | [[H, \lambda \hat{G}^{(1)}], \lambda \hat{G}^{(1)}] | \Phi \rangle \\ &= \alpha \sum_{\mu} \gamma_{\mu}^* \gamma_{\mu} + \frac{1}{2} \beta \sum_{\mu} (\gamma_{\mu}^* \tilde{\gamma}_{\mu}^* + \gamma_{\mu} \tilde{\gamma}_{\mu}),\end{aligned}\quad (3.30)$$

となる。ここで

$$\alpha \equiv \frac{1}{2} \left( S^{-1} C_{\text{coll}} + \frac{1}{S^{-1} B_{\text{coll}}} \right), \quad (3.31)$$

$$\beta \equiv \frac{1}{2} \left( S^{-1} C_{\text{coll}} - \frac{1}{S^{-1} B_{\text{coll}}} \right), \quad (3.32)$$

である。

高次項は、 $(\gamma^*, \gamma, N_c - N_{0c})$  展開法に従って自動的に導かれる。

2 次の項は 集団モードに対応する係数は

$$G_{c3\mu}^{(2)*} = 0, \quad (3.33)$$

また, 非集団モードに対応する係数  $G_{r\lambda\mu}^{(2)*}$  ( $r \neq c$ ) は形式的に,

$$G_{r\lambda\mu}^{(2)*} = \frac{1}{\omega_r + \bar{\omega}} B_{r\lambda\mu}^{(2)*}, \quad (3.34)$$

$$B_{r\lambda\mu}^{(2)*} = -\frac{1}{2} \langle \phi_0 | [[ [H, i\hat{G}^{(1)}], i\hat{G}^{(1)}], X_{r\lambda\mu}^+ ] | \phi_0 \rangle, \quad (3.35)$$

と書かれる。ここで, 変数  $\zeta_\mu^*, \zeta_\mu$  に作用する演算子  $\hat{D}$  は,

$$\begin{aligned} \hat{D} &\equiv \sum_\mu \left( \frac{\partial \mathcal{H}^{(2)}}{\partial \zeta_\mu^*} \frac{\partial}{\partial \zeta_\mu} - \frac{\partial \mathcal{H}^{(2)}}{\partial \zeta_\mu} \frac{\partial}{\partial \zeta_\mu^*} \right) \\ &= \sum_\mu \left\{ (\alpha \zeta_\mu + \beta \zeta_\mu^*) \frac{\partial}{\partial \zeta_\mu} - (\alpha \zeta_\mu^* + \beta \zeta_\mu) \frac{\partial}{\partial \zeta_\mu^*} \right\} \end{aligned} \quad (3.36)$$

と定義される。(3.34) の  $G_{r\lambda\mu}^{(2)*}$  はさらに次の形であらわすこと

ができる,

$$G_{r\lambda\mu}^{(2)*} = g_{r\lambda}^{(20)} (\zeta^* \zeta^*)_{\lambda\mu} + g_{r\lambda}^{(11)} (\zeta^* \tilde{\eta})_{\lambda\mu} + g_{r\lambda}^{(02)} (\tilde{\eta} \tilde{\eta})_{\lambda\mu}. \quad (3.37)$$

表式  $(\zeta^* \zeta^*)_{\lambda\mu}$ ,  $(\zeta^* \tilde{\eta})_{\lambda\mu}$  などは、ベクトル結合をあらわす。すなわち,

たとえば,

$$(\zeta^* \tilde{\eta})_{\lambda\mu} = \sum_{\mu_1, \mu_2} (2\mu_1, 2\mu_2 | \lambda\mu) \zeta_{\mu_1}^* \tilde{\eta}_{\mu_2} \quad (3.38)$$

である。

$G_{N\tau}^{(2)}$ ,  $G_{\tau\theta}^{(2)}$  は それぞれ

$$G_{N\tau}^{(2)} = 0, \quad (3.39)$$

$$\begin{aligned} G_{\tau\theta}^{(2)} &= -\frac{1}{2} \langle \Phi | [[\hat{N}_\tau, \lambda \hat{G}^{(1)}], \lambda \hat{G}^{(1)}] | \Phi \rangle \\ &= g_{\tau\theta}^{(20)} \{ (\eta^* \eta^*)_{00} + (\tilde{\eta} \tilde{\eta})_{00} \} + g_{\tau\theta}^{(20)'} (\eta^* \tilde{\eta})_{00}, \end{aligned} \quad (3.40)$$

とあらわされる。

3次の項  $G_{c2\mu}^{(3)*}$  は  $\lambda \hat{G}^{(1)}$ ,  $\lambda \hat{G}^{(2)}$  を用いて,

$$\begin{aligned} G_{c2\mu}^{(3)*} &= -\frac{1}{4!} \langle \Phi | [[[\frac{\partial \lambda \hat{G}^{(1)}}{\partial \tau_\mu}, \lambda \hat{G}^{(1)}], \lambda \hat{G}^{(1)}], \lambda \hat{G}^{(1)}] | \Phi \rangle \\ &\quad - \frac{1}{2} \sum_{r\lambda} \left\{ G_{r\lambda}^{(2)*} \frac{\partial G_{r\lambda}^{(2)}}{\partial \tau_\mu} - G_{r\lambda}^{(2)} \frac{\partial G_{r\lambda}^{(2)*}}{\partial \tau_\mu} \right\}, \end{aligned} \quad (3.41)$$

となる。ここで、 $G_{c2\mu}^{(3)*}$  を 2つの部分に分けて、 $G_{c2\mu, \text{tru}}^{(3)*}$  と  $G_{c2\mu, \text{dyn}}^{(3)*}$  と

$$\begin{aligned} G_{c2\mu, \text{tru}}^{(3)*} &\equiv -\frac{1}{4!} \langle \Phi | [[[\frac{\partial \lambda \hat{G}^{(1)}}{\partial \tau_\mu}, \lambda \hat{G}^{(1)}], \lambda \hat{G}^{(1)}], \lambda \hat{G}^{(1)}] | \Phi \rangle \\ &= \sum_{\lambda} \left\{ g_{\lambda, \text{tru}}^{(30)} (\eta^* (\eta^* \eta^*)_{\lambda})_{2\mu} + g_{\lambda, \text{tru}}^{(21)} ((\eta^* \eta^*)_{\lambda} \tilde{\eta})_{2\mu} \right. \\ &\quad \left. + g_{\lambda, \text{tru}}^{(12)} (\eta^* (\tilde{\eta} \tilde{\eta})_{\lambda})_{2\mu} + g_{\lambda, \text{tru}}^{(12)'} ((\eta^* \tilde{\eta})_{\lambda} \tilde{\eta})_{2\mu} \right\}, \end{aligned} \quad (3.42)$$



$$\begin{aligned}
G_{\zeta\mu, \text{dyn}}^{(3)*} &\equiv -\frac{1}{2} \sum_{r\lambda} \left( G_{r\lambda}^{(2)*} \frac{\partial G_{r\lambda}^{(2)}}{\partial \zeta_\mu} - G_{r\lambda}^{(2)} \frac{\partial G_{r\lambda}^{(2)*}}{\partial \zeta_\mu} \right) \\
&= \sum_{r\lambda} \left\{ g_{r\lambda, \text{dyn}}^{(30)} (\eta^* (\eta^* \eta^*)_\lambda)_{\zeta\mu} + g_{r\lambda, \text{dyn}}^{(21)} ((\eta^* \eta^*)_\lambda \tilde{\eta})_{\zeta\mu} \right. \\
&\quad \left. + g_{r\lambda, \text{dyn}}^{(12)} (\eta^* (\tilde{\eta} \tilde{\eta})_\lambda)_{\zeta\mu} + g_{r\lambda, \text{dyn}}^{(12)'} ((\eta^* \tilde{\eta})_\lambda \tilde{\eta})_{\zeta\mu} \right\},
\end{aligned} \tag{3.43}$$

として定義しておく。これに対応して,  ${}_\lambda \hat{G}_{C, \text{tru}}^{(3)}$  と  ${}_\lambda \hat{G}_{C, \text{dyn}}^{(3)}$  を

$${}_\lambda \hat{G}_{C, \text{tru}}^{(3)} \equiv \sum_\mu \left( G_{C\zeta\mu, \text{tru}}^{(3)} Y_{\zeta\mu}^\dagger - G_{C\zeta\mu, \text{tru}}^{(3)*} Y_{\zeta\mu} \right), \tag{3.44}$$

$${}_\lambda \hat{G}_{C, \text{dyn}}^{(3)} \equiv \sum_\mu \left( G_{C\zeta\mu, \text{dyn}}^{(3)} Y_{\zeta\mu}^\dagger - G_{C\zeta\mu, \text{dyn}}^{(3)*} Y_{\zeta\mu} \right), \tag{3.45}$$

として定義する。明らかに  ${}_\lambda \hat{G}_C^{(3)} = {}_\lambda \hat{G}_{C, \text{tru}}^{(3)} + {}_\lambda \hat{G}_{C, \text{dyn}}^{(3)}$  である。

添字 "tru" と "dyn" の意味は、後で説明する。

今回は 集団ハミルトニアン  $\mathcal{H}$  の 4 次の項まで, 与えられ

$\mathcal{H} = \mathcal{H}^{(2)} + \mathcal{H}^{(3)} + \mathcal{H}^{(4)}$  まで求めた。したがって,  $G_{r\zeta c, \lambda\mu}^{(3)}, G_{N\zeta c}^{(3)}$ ,

$G_{\theta c}^{(3)}$  の表現を書き下すことは省略する。というのも, これらの量は

4 次までのハミルトニアン  $\mathcal{H}$  には 寄与しないからである。

$g_{r\lambda}^{(20)}, g_{\tau\theta}^{(20)}, g_{r\lambda, \text{tru}}^{(30)}, g_{r\lambda, \text{dyn}}^{(30)}$  などの 明白な表式は

Appendix A に 与えられている。

### §§ 3-3. 集団ハミルトニアン および 四重極演算子の

#### 集団表現

前副節までで、集団ハミルトニアン、および、四重極演算子の集団表現を求めるために必要な諸量はすべて求まった。この副節ではこれらの諸量を用いて、集団ハミルトニアン および 四重極演算子の集団表現を求める。後者については 3次まで求める。

古典集団ハミルトニアンは、

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}^{(2)} + \mathcal{H}^{(3)} + \mathcal{H}^{(4)}, \quad (3.46)$$

と書かれる。ここで  $\mathcal{H}^{(2)}$  は式 (3.30) で与えられている。また、 $\mathcal{H}^{(3)}$  および  $\mathcal{H}^{(4)}$  は

$$\mathcal{H}^{(3)} = \frac{1}{3!} \langle \Phi | [ [ [ H, \hat{G}^{(1)} ], \hat{G}^{(1)} ], \hat{G}^{(1)} ] | \Phi \rangle, \quad (3.47)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{H}^{(4)} = & \frac{1}{4!} \langle \Phi | [ [ [ [ H, \hat{G}^{(1)} ], \hat{G}^{(1)} ], \hat{G}^{(1)} ], \hat{G}^{(1)} ] | \Phi \rangle \\ & + \langle \Phi | [ [ H, \hat{G}^{(1)} ], \hat{G}^{(2)} ] | \Phi \rangle + \frac{1}{2} \langle \Phi | [ [ H, \hat{G}^{(1)} ], \hat{G}^{(2)} ] | \Phi \rangle \\ & + \frac{1}{2} \langle \Phi | [ [ [ H, \hat{G}^{(1)} ], \hat{G}^{(1)} ], \hat{G}^{(2)} ] | \Phi \rangle, \end{aligned} \quad (3.48)$$

と書かれる。 $\mathcal{H}^{(4)}$  は さらに、3つの項に分解することができる、

$$\mathcal{H}^{(4)} = \mathcal{H}_{\text{tru}}^{(4)} + \mathcal{H}_{\text{dyn}}^{(4)} + \mathcal{H}_{\text{pair}}^{(4)} \quad (3.49)$$

それぞれの項は

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{\text{tru}}^{(4)} &\equiv \frac{1}{4!} \langle \Phi_0 | [ [ [ [ H, \hat{G}^{(1)} ], \hat{G}^{(1)} ], \hat{G}^{(1)} ], \hat{G}^{(1)} ] | \Phi_0 \rangle \\ &\quad + \langle \Phi_0 | [ [ H, \hat{G}^{(1)} ], \hat{G}_{\text{TC,tru}}^{(2)} ] | \Phi_0 \rangle , \end{aligned} \quad (3.50)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{\text{dyn}}^{(4)} &\equiv \frac{1}{2} ( \langle \Phi_0 | [ [ H, \hat{G}_{\text{dyn}}^{(2)} ], \hat{G}_{\text{dyn}}^{(2)} ] | \Phi_0 \rangle + \langle \Phi_0 | [ [ [ H, \hat{G}^{(1)} ], \hat{G}^{(1)} ], \hat{G}_{\text{dyn}}^{(2)} ] | \Phi_0 \rangle ) \\ &\quad + \langle \Phi_0 | [ [ H, \hat{G}^{(1)} ], \hat{G}_{\text{TC,dyn}}^{(3)} ] | \Phi_0 \rangle \\ &= -\frac{1}{2} \sum_{\gamma\mu} ( B_{\gamma\mu}^{(2)*} \frac{1}{\omega_{\gamma} - \bar{D}} B_{\gamma\mu}^{(2)} + B_{\gamma\mu}^{(2)} \frac{1}{\omega_{\gamma} + \bar{D}} B_{\gamma\mu}^{(2)*} ) , \end{aligned} \quad (3.51)$$

$$\mathcal{H}_{\text{pair}}^{(4)} \equiv \frac{1}{2} ( \langle \Phi_0 | [ [ H, \hat{G}_{\theta}^{(2)} ], \hat{G}_{\theta}^{(2)} ] | \Phi_0 \rangle + \langle \Phi_0 | [ [ [ H, \hat{G}^{(1)} ], \hat{G}^{(1)} ], \hat{G}_{\theta}^{(2)} ] | \Phi_0 \rangle , \quad (3.52)$$

で定義される。

同様に 四重極演算子の 古典集団表現 もまた、

$$\mathcal{Q}_{3\mu} = \mathcal{Q}_{3\mu}^{(1)} + \mathcal{Q}_{3\mu}^{(2)} + \mathcal{Q}_{3\mu}^{(3)} , \quad (3.53)$$

$$Q_{3\mu}^{(2)} = Q_{3\mu, \text{tru}}^{(2)} + Q_{3\mu, \text{dyn}}^{(2)}, \quad (3.54)$$

$$Q_{3\mu}^{(3)} = Q_{3\mu, \text{tru}}^{(3)} + Q_{3\mu, \text{dyn}}^{(3)} + Q_{3\mu, \text{pair}}^{(3)}, \quad (3.55)$$

とあらわされる。それぞれの項は

$$Q_{3\mu}^{(1)} = \langle \Phi_0 | [\hat{Q}_{3\mu}, i\hat{G}^{(1)}] | \Phi_0 \rangle, \quad (3.56)$$

$$Q_{3\mu, \text{tru}}^{(2)} = \frac{1}{2} \langle \Phi_0 | [[\hat{Q}_{3\mu}, i\hat{G}^{(1)}], i\hat{G}^{(1)}] | \Phi_0 \rangle, \quad (3.57)$$

$$Q_{3\mu, \text{dyn}}^{(2)} = \langle \Phi_0 | [\hat{Q}_{3\mu}, i\hat{G}_{\text{dyn}}^{(2)}] | \Phi_0 \rangle, \quad (3.58)$$

$$Q_{3\mu, \text{tru}}^{(3)} = \frac{1}{3!} \langle \Phi_0 | [[[\hat{Q}_{3\mu}, i\hat{G}^{(1)}], i\hat{G}^{(1)}], i\hat{G}^{(1)}] | \Phi_0 \rangle \\ + \langle \Phi_0 | [\hat{Q}_{3\mu}, i\hat{G}_{\text{C, tru}}^{(3)}] | \Phi_0 \rangle, \quad (3.59)$$

$$Q_{3\mu, \text{dyn}}^{(3)} = \langle \Phi_0 | [\hat{Q}_{3\mu}, i\hat{G}_{\text{C, dyn}}^{(3)}] | \Phi_0 \rangle + \langle \Phi_0 | [[\hat{Q}_{3\mu}, i\hat{G}^{(1)}], i\hat{G}_{\text{dyn}}^{(2)}] | \Phi_0 \rangle, \quad (3.60)$$

$$Q_{3\mu, \text{pair}}^{(3)} = \langle \Phi_0 | [[\hat{Q}_{3\mu}, i\hat{G}^{(1)}], i\hat{G}_{\theta}^{(2)}] | \Phi_0 \rangle \quad (3.61)$$

で与えられる。ここで、 $i\hat{G}_{\text{dyn}}^{(2)}$ 、 $i\hat{G}_{\theta}^{(2)}$  は

$$i\hat{G}_{\text{dyn}}^{(2)} \equiv \sum_{r \neq c, \lambda_{\mu}} (G_{r\lambda_{\mu}}^{(2)} X_{r\lambda_{\mu}}^{\dagger} - G_{r\lambda_{\mu}}^{(2)*} X_{r\lambda_{\mu}}), \quad (3.62)$$

$$i\hat{G}_{\theta}^{(2)} \equiv \sum_{\tau=p, n} G_{\tau\theta}^{(2)} \hat{\Theta}_{\tau}^{(\text{RPA})} \quad (3.63)$$

で定義される。

ここで、添字 "tru", "dyn", "pair" の意味について説明しよう。

式 (3.35) からわかるように、 $B_{\lambda\mu}^{(2)*}$  は 集団モード と 非集団モード ( $\nu\lambda$ )

との 結合効果 をあらわしている。したがって、 $\mathcal{H}_{dyn}^{(4)}$  は 式 (3.51) より

集団 - 非集団 モード モード結合に由来する 動力学的非調和項をあらわしていることがわかる。この項については後で詳細に議論する。

また、 $\mathcal{H}_{pair}^{(4)}$  は  ${}^{\wedge}G_0^{(2)}$  を通じて、集団モードと 対回転モードとの結合に由来する 非調和項をあらわしている。それぞれの項のこのような

微視的起源をあらわすものとして、それぞれ "dyn", "pair" という添字を用いた。

これらに対して、 $\mathcal{H}_{tru}^{(4)}$  は 集団モードのみから成り立っている。

それは どのような非集団モードとの結合も 対回転モードとの結合も含んでいない。

すなわち、 $\mathcal{H}_{tru}^{(4)}$  は、集団モードのみを積み重ねて作った多重フォノン空間内で得られる非調和効果と同じ効果をあらわしている。この多重フォノン空間は "切断された空間" (truncated space) と呼ばれる。

したがって "tru" という添字を用いた。"tru", "dyn", "pair" という

添字を持つ他の量も上で説明したものと同じ効果を含んでいる。

さて、スペクトルや  $B(E2)$  などの物理量を求めるためには  $\mathcal{H}$  や  $Q_{2\mu}$  といった古典的量を量子化せねばならない。ここでは量子化の法として、正規順序化 (normal ordering) のもとでの正準量子化を採用する。<sup>12)</sup> すなわち、 $\mathcal{H}$  や  $Q_{2\mu}$  の中で、古典的集団変数である  $(q_\mu^*, q_\mu)$  を、四重極ボソン  $(d_\mu^+, d_\mu)$  で置き換え、 $d_\mu^+, d_\mu$  の正規順序に並べ換えるわけである。この量子化法の妥当性については、後ほど議論する。

量子化された集団ハミルトニアン、四重極演算子の集団表現は最終的に次のような形になる。

$$\begin{aligned}
 \hat{H} = & \hbar^{(11)} \sum_{\mu} d_{\mu}^+ d_{\mu} + \hbar^{(20)} \sum_{\mu} (d_{\mu}^+ d_{-\mu}^+ + h.c.) \\
 & + \hbar^{(22)} \sum_{\mu} \{ (d^+ d^+)_{2\mu} d_{\mu} + h.c. \} \\
 & + \sum_{J\mu} \hbar_J^{(22)} (d^+ d^+)_{J\mu} (\hat{d} \hat{d})_{J\mu} \\
 & + \hbar_0^{(31)} \{ (d^+ d^+)_{00} (d^+ \hat{d})_{00} + h.c. \} \\
 & + \hbar_0^{(40)} \{ (d^+ d^+)_{00} (d^+ d^+)_{00} + h.c. \} , \quad (3.64)
 \end{aligned}$$



$$\begin{aligned}
\hat{Q}_{3\mu} = & \mathcal{F}^{(10)} (d_{\mu}^+ + d_{\mu}^{\sim}) + \mathcal{F}^{(11)} (d^+ \tilde{d})_{3\mu} \\
& + \mathcal{F}^{(20)} \{ (d^+ d^+)_{3\mu} + (\tilde{d} \tilde{d})_{3\mu} \} \\
& + \sum_J \mathcal{F}^{(21)} \{ ((d^+ d^+)_J \tilde{d})_{3\mu} + (d^+ (\tilde{d} \tilde{d})_J)_{3\mu} \} \\
& + \sum_J \mathcal{F}^{(30)} \{ ((d^+ d^+)_J d^+)_{3\mu} + (\tilde{d} (\tilde{d} \tilde{d})_J)_{3\mu} \}, \quad (3.15)
\end{aligned}$$

ハミルトニアン の 4 次の 係数 は、 $\mathcal{H}^{(4)}$  に な り て 3 つ の 部 分 に 分 解 す る こ と  
か け る ;

$$h_J^{(ij)} = h_{J, \text{tru}}^{(ij)} + h_{J, \text{dyn}}^{(ij)} + h_{J, \text{pair}}^{(ij)} \quad (i+j=4) \quad (3.16)$$

$\hat{Q}_{3\mu}$  の 係 数 に 対 し て も 同 様 に

$$\mathcal{F}_J^{(ij)} = \mathcal{F}_{\text{tru}}^{(ij)} + \mathcal{F}_{\text{dyn}}^{(ij)} \quad (i+j=2), \quad (3.17)$$

$$\mathcal{F}_J^{(ij)} = \mathcal{F}_{J, \text{tru}}^{(ij)} + \mathcal{F}_{J, \text{dyn}}^{(ij)} + \mathcal{F}_{J, \text{pair}}^{(ij)} \quad (i+j=3), \quad (3.18)$$

い う よ う に 分 解 で き る。

SCC 法 で は あ い ま い な 仮 定 な し に、全 く 自 然 な 方 法 で モードモード  
結 合 効 果 が と り 込 ま れ て い る こ と を 強 調 し て お こ う。そ れ ら の 効 果 は

$h_{\lambda, \text{dyn}}^{(ij)}$  や  $h_{\lambda, \text{pair}}^{(ij)}$  による ハミルトニアン の 係数  $h_{\lambda}^{(ij)}$  の 修正として  
 くり込まれている。四重極演算子に対しても同様である。

集団ハミルトニアン, 四重極演算子の係数の明白な表式は,

Appendix B にまとめられている。

### §§ 3-4. ポテンシャル エネルギー

系の変形に関する議論をわかりやすくするために、 $\dot{H}$  から、ポテンシャルエネルギーを導いておくと便利である。この目的のために、はじめに、

$$\alpha_\mu \equiv Z (d_\mu^+ + d_\mu), \quad (3.69)$$

$$\pi_\mu \equiv \frac{i}{2Z} (d_\mu^+ - d_\mu), \quad (3.70)$$

で定義される、'位置'，"運動量"の演算子で  $\dot{H}$  を書きかえる。

ここで  $Z$  は 後で決められる スケーリングパラメーターである。次に、書きかえられた  $\dot{H}$  のなかで  $(\alpha_\mu, \pi_\mu)$  を Weyl 順序 (Weyl ordering) に並べかえる。この Weyl 順序の並べ方で、 $\pi_\mu$  と独立な項を 集団ポテンシャル  $V(\alpha_\mu)$  として定義する。<sup>2)</sup> すなわち、

$$\dot{H} = T(\alpha_\mu, \pi_\mu) + V(\alpha_\mu), \quad (3.71)$$

となる。次に、

$$\alpha_{20} = \beta \cos \theta, \quad \alpha_{2+2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin \theta, \quad \alpha_{2+1} = 0, \quad (3.72)$$

で定義される, 内部座標系に移ると, ポテンシャルの項は

$(\beta, \gamma)$  の関数として

$$V(\beta, \gamma) = v_0 + v_2 \beta^2 + v_3 \beta^3 \cos 3\gamma + v_4 \beta^4, \quad (3.73)$$

という形に書くことができる。この変換の際には

$$\sum_{\mu} \alpha_{\mu} \alpha_{\mu} = \beta^2, \quad (3.74)$$

$$\sum_{\mu} (\alpha\alpha)_{3\mu} \alpha_{\mu} = -\sqrt{\frac{2}{7}} \beta^3 \cos 3\gamma, \quad (3.75)$$

という関係式を用いた。ポテンシャルの係数  $\{v_{\mu}\}$  は  $H$  の係数と関係していて,

$$v_0 = -\frac{5}{2} h^{(11)} + \frac{1}{2} \sum_J (2J+1) h_J^{(22)}, \quad (3.76)$$

$$v_2 = \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{2} h^{(11)} + h^{(20)} - \frac{7}{10} h_0^{(31)} - \frac{1}{5} \sum_J (2J+1) h_J^{(22)} \right\} Z^{-2}, \quad (3.77)$$

$$v_3 = -\frac{1}{4} \sqrt{\frac{2}{7}} (h^{(30)} + h^{(21)}) Z^{-3}, \quad (3.78)$$

$$v_4 = \frac{1}{8} \left\{ \frac{1}{5} (h_0^{(31)} + h_0^{(40)}) + \frac{1}{2} \sum_J g(J) h_J^{(22)} \right\} Z^{-4}, \quad (3.79)$$

と書くことができる。ここで,  $g(J)$  は  $g(0) \equiv \frac{1}{5}$ ,  $g(2) \equiv \frac{2}{7}$ ,

$g(4) \equiv \frac{18}{35}$  で定義される。

最後に (3.73) にでてくる  $\beta, \gamma$  を Bohr-Mottelson タイ  
 プの変形パラメーター<sup>13), 14)</sup> と同定できるように, スケーリングパラメ  
 ター  $Z$  を固定する。

Bohr-Mottelson タイプの 球面テンソル  $\alpha_{\mu}^{(B)}$  は

$$\alpha_{\mu}^{(B)} \equiv \frac{4\pi}{3} \frac{Q_{3\mu}}{AR^2}, \quad (3.80)$$

で定義される。ここで,  $A, R$  は、それぞれ 考察下の原子核の 質量数,  
 平均半径である。さて, (3.80) 中の  $Q_{3\mu}$  として、前副節で求めた  
 $Q_{3\mu}^0$  の最底次項, すなわち,

$$Q_{3\mu} = 2 \, \tilde{g}^{(10)} (d_{\mu}^{+} + d_{\mu}^{-}) = 2 \, Z^{-1} \, \tilde{g}^{(10)} \alpha_{\mu}^{(0)}, \quad (3.81)$$

を採用するとする。上式中の余分な因子 2 は 質量四重極モーメン  
 トの 偏極電荷を 1 であると仮定したことからくる。<sup>15)</sup> また、添字  
 “(0)” は、この時点で、本論文中で定義された  $\alpha_{\mu}$  を  $\alpha_{\mu}^{(B)}$  と区  
 別するために用いた。式 (3.80) と 式 (3.81) より、

$$Z = \frac{8\pi g^{(10)}}{3AR^2} \quad (3.82)$$

と固定すれば 関係式,

$$\alpha_{\mu}^{(10)} = \alpha_{\mu}^{(8)}, \quad (3.83)$$

が確立することがわかる。この時, (3.73) 中の  $\beta, \gamma$  は

Bohr - Mottelson タイプの変形パラメータとして同定できるわけである。

#### §4. 量子化処方の妥当性

ここでは 具体的数値計算に入る前に、前節で採用した量子化処方の妥当性について検討する。修正丸森ボソン展開法<sup>16), 6)</sup>の結果を、SCC法の結果がどれくらい良く再現するかを妥当性の基準とする。しかし純粋に量子化処方の妥当性を議論するためには注意が必要である。

修正丸森ボソン展開法 (mMBET) は、量子論であり、再量子化ということはない。しかし、mMBET には 集団部分空間を自己無撞着に構成する指針がないので、これをア priori に設定しなければならない。ふつうこれは前節で述べた “切断された空間” (truncated space) にとられている。すなわち、mMBET は truncated space 内で構成される量子論であるといえる。一方、SCC法は前節で強調したように モードモード結合効果をくり込んで自己無撞着に 集団部分空間を構成する。つまり、両者では 集団部分空間が異なるのである。

したがって、純粋に、量子化処方の妥当性を議論するために SCC法で得られる 集団ハミルトニアン 四重極演算子の 集団表現から、モードモード結合

効果に由来する項 および、対回転との結合効果に由来する項をとりのぞいて、これと、mMBETの結果と比較することにする。

この節でのみ、模型としては縮退多殻模型を用いる。これは、 $N_p$  個の陽子と  $N_n$  個の中子が、角運動量  $j_p, j_n$  を持ち、エネルギー的には縮退したそれぞれ  $k_p$  個、 $k_n$  個の殻の中で運動している模型である。また、相互作用としては対相互作用 + 四重極相互作用を選んだ。簡単のために、実際の数値計算では、

$j_p = j_n \equiv j$ ,  $k_p = k_n = k$  として、また、対相互作用の強さと、 $G_p = G_n = G_0$ , さらに単粒子四重極演算子行列要素も  $g_p = g_n = g$  とした。

図1 に数値計算の結果をのせておく。(a)がmMBETの結果であり、(b)が上で述べた意味でのSCC法の結果である。この数値計算で使用した、パラメーターの数値は  $j = 9/2$ ,  $k = 4$ ,  $N_p = 12$ ,  $N_n = 14$ ,  $G_0 k \Omega = 2 \text{ MeV}$ ,  $e_p^{(\text{eff})} = 1.5e$ ,  $e_n^{(\text{eff})} = 0.5e$ ,  $x_2 k^2 g^2 (\xi_p^2 + \xi_n^2)^{1/2} = 12 \text{ MeV}$ , である。この図から、SCC法は、エネルギースペクトルも、 $B(E2)$  も mMBETの結果を非常に良く再現していることがわかる。上で用いた四重極相互作用の強さ



は、臨界点  $(\kappa_2^{(c)})^2 k^2 \delta^2 (\xi_p^2 + \xi_n^2)^{1/2} = 1.0 \text{ MeV}$  をやや越えた点にあたり、転移領域に対応している。さらに、パラメーターの値を変えても上で述べた値に近いかわり、この結果はかわらなかった。

さらに SCC 法で得られる集団ハミルトニアン、および四重極演算子の具体的表現と mMBET で得られるそれとを詳細に比較した結果 両者は  $\Omega^{-1}$  のオーダーで一致する-とかわかった。

以上より ここで採用した量子化処法は妥当なものであると結論づけることができる。

## §5. 数値計算の準備

この節では 次節でおこなう数値計算のための準備をおこなう。

採用した、模型空間、相互作用パラメーター、有効電荷についての説明がなされる。

$Se$  の同位体については Uher - Sorensen<sup>17)</sup> が求めたものと同じ模型空間、単一粒子エネルギーを採用した。 $Ru$  の同位体については、模型空間としては Ref. 8) と同じものを採用した。単一粒子エネルギーは陽子については Uher - Sorensen と同じものを、中性子についてはそれをやや修正したものを採用した。それらを、図2 に書いておく。採用する単一粒子エネルギーの重要性については 後で議論する。

相互作用の強さに関しては 6個のパラメーター ( $G_P, G_n, \kappa_2, \kappa_3, G_{2P}, G_{2n}$ ) がある。対相互作用の強さ  $G_P, G_n$  については結合エネルギーの偶核-奇核差のデータを再現するように決めた。そのためのデータは Ref. 18) からとった。四重極相互作用、有効3体力、四重極対相関力の強さについては 次のような形で媒介変数表示した。

$$\chi_2 = f_2 \chi_2^{(s.c.)}, \quad \chi_3 = f_3 \chi_3^{(s.c.)} \quad (5.1)$$

$$G_{zp} = G_{zn} = g_2 \chi_2^{(s.c.)} \quad (5.2)$$

ここで、 $\chi_2^{(s.c.)}$  および  $\chi_3^{(s.c.)}$  は 四重極相互作用，有効3体力の強さの自己無撞着値<sup>11)</sup> と呼ばれるもので、

$$\chi_2^{(s.c.)} \cong 2 \frac{4\pi}{5} \frac{M \omega^2}{A \langle r^2 \rangle} \cong 240 A^{-5/3} \left( \frac{M \omega^2}{\hbar} \right)^2 \text{ MeV} \quad (5.3)$$

$$\chi_3^{(s.c.)} = \chi_2^{(s.c.)} / A \langle r^2 \rangle \cong 280 A^{-3} \left( \frac{M \omega^2}{\hbar} \right)^3 \text{ MeV} \quad (5.4)$$

と与えられる。ここで  $\frac{M \omega^2}{\hbar} \cong 1.0 A^{-1/3} [\text{fm}^{-2}]$  である。さらにパラメター

の数を減らすため式(5.1)で

$$f_2 = f_3 \quad (5.5)$$

とおいだ。結局、残された自由なパラメターの数は、 $f_2$ ,  $g_2$  の2つであり、これらの値はなるべく実験値を再現するように決めた。数値計算の際実際に採用した値は表1にあげておく。これらの値の妥当性については後ほど議論する。

得られた集団ハミルトニアン  $\hat{H}$  は  $d$  ボソン空間内で対角化される。この空間は 状態ベクトル  $\{ |nd\alpha JM\rangle \}$  で張られる。ここで それぞれの量子数の意味は  $J$  および  $M$  は 角運動量ならびに その  $z$  成分,  $n_d$  は  $d$  ボソンの個数,  $\alpha$  は その他の量子数 を それぞれ あらわす。実際の対角化では ボソン数は 10 個 にとった。

$B(E2)$ , および 電気四重極モーメントは

$$B(E2; I_i \rightarrow I_j) = \frac{1}{2I_i + 1} \sum_{\mu M M'} |(I_j' M' | \hat{M}(E2, \mu) | I_i M)|^2 \quad (5.6)$$

$$Q_{I_i} = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} (I_i M=0 | \hat{M}(E2, 0) | I_i M=0) \quad (5.7)$$

で与えられる。ここで  $|I_i M\rangle$  は 角運動量  $(IM)$  をもた  $i$  番目の固有状態をあらわす。また  $E2$  演算子  $\hat{M}(E2, \mu)$  は

$$\hat{M}(E2, \mu) = \sum_{\tau=p,n} e_{\tau}^{(eff)} \hat{Q}_{\tau 2\mu} \quad (5.8)$$

で与えられる。陽子, 中性子の有効電荷は それぞれ

$$e_p^{(eff)} = e + e^{(pol)}, \quad e_n^{(eff)} = e^{(pol)}, \quad (5.9)$$

と書ける。ここで  $e$  は 陽子の電荷,  $e^{(pol)}$  は 芯偏極に由来する  
 偏極電荷である。実際には  $e^{(pol)}$  の値は  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  の実  
 験データをあわせるように決めた。言うまでもないが  $0_1^+$  状態は基底状  
 態である。採用した  $e^{(pol)}$  の値は表1にのせてある。これらの値は  
 期待される値 すなわち  $Z/A e$  と比べるとやや大きいように思える。  
 何故このように大きな値が必要かは将来解明されるべき課題である。

## §6. 結果 および 議論

この節では 数値計算の結果に基づいたいくつかの議論をおこなう。

§6-1 では 数値計算で得られた エネルギー スペクトル,  $B(E2)$ , 四重極モーメントが 実験値と比較される。§6-2 では 数値計算で用いた 相互作用の強さの妥当性に関して 議論される。§6-3 では モード-モード結合効果について 詳細な議論がおこなわれる。最後に §6-4 は、有効3体力の効果についての議論にあてられる。

### §6-1 数値計算結果と 実験データとの比較

Se の同位体, Ru の同位体について 数値計算で求めた エネルギー スペクトル (19), (20), (5) と 実験データとの比較が それぞれ 図3 と 図4 にのせてある。全体としての一致は非常に良い。特に 次の点に注目したい。

実験データから それぞれの同位体とも共通した興味深い特徴をもっていることがわかる。Se の同位体については、 $^{76}\text{Se}$  では  $O_2^+$  状態のエネルギーが 2フォノン 3重項の中で最も低いのに 対して  $^{78}\text{Se}$  では 最も高く、

いる。同様に、 $Ru$ の同位体についても、 $^{100}Ru$ と $^{102}Ru$ では $0_2^+$ 状態のエネルギーが最も低いのにに対して $^{104}Ru$ では最も高くなっている。数値計算の結果は、 $Se$ の同位体、 $Ru$ の同位体ともに実験データにみられるこの興味深い傾向を再現している。ただし $^{76}Se$ では $2_1^+$ 状態が $0_2^+$ 状態よりもわずかに低くなっているが。この $0_2^+$ 状態のふるまいの中性子数依存性の再現に成功した微視的理由については§§6-3で議論する。

$B(E2)$ と $2_1^+$ 状態の四重極モーメントについての計算値と実験値<sup>5), 20)</sup>の比較は表2にのっている。 $B(E2, 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ に関してはどの原子核についても良い一致を示している。 $B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ と $B(E2, 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ に関しては計算値は、調和フォノンモデルの値、すなわち $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ の2倍からかなり減少している。これもまた、実験値の傾向と一致している。それでも、 $^{78}Se$ ,  $^{102}Ru$ ,  $^{104}Ru$ での $B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ および $^{76}Se$ ,  $^{78}Se$ での $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ は実験値と比べるとまだ大きい。

一方、 $2_1^+$ 状態の四重極モーメント $Q_{21^+}$ に関しては実験値との一致は良くない。 $Ru$ の同位体については絶対値はよく一致しているが、

符号が逆である。すなわち、実験データは葉巻型変形を示唆しているのに  
対し 計算は、パンケーキ型変形を示唆している。しかしながら、この不一致  
はあまり深刻にとりすぎるべきではない。というのも  $R_u$  や  $Se$  のような  
転移領域核は変形度の揺動が非常に大きい すなわち 大振幅  
運動を示すからである。



## §§6-2. 相互作用の強さの妥当性

ここで、さらに詳細な議論に入る前に、数値計算で使った相互作用の強さの妥当性を吟味しておこう。数値計算において自由な相互作用の強さのパラメーターは、 $f_2$  と  $g_2$  の 2つである。

四重極相互作用，有効3体力の強さに関連したパラメーター  $f_2$  に関しては妥当性の基準は おおまかに言うと それがいかに 1 に近いかである。すなわち、 $\kappa_2$ 、 $\kappa_3$  がそれぞれどのくらい  $\kappa_2^{(s.c.)}$ 、 $\kappa_3^{(s.c.)}$  に近いかである。表 I から それぞれの原子核に対する  $f_2$  は だいたい 1 に近いがそれでもなお やや小さい。しかし 式 (5.3) と (5.4) にあげた 自己無撞着値については 注意が必要である。これらの 自己無撞着値は、閉殻の外の 1 個の主殻の中で たかだか 数個の 活性粒子が互いに相互作用しているもとて、閉殻の励起の効果と 活性粒子間の相互作用に <sup>11)</sup> くり込んだ 結果与られたものである。活性空間を広げれば、それだけ くり込むべき励起の効果は小さくなり、相互作用の自己無撞着値も小さくなる。一方、数値計算で採用した 模型空間は

上に述べた状況に比べるとはるかに広い。したがって  $f_2$  が 1 よりも小さくなっていることはむしろ当然である。事実 もし全空間を考えるとすれば 自己無撞着値  $\chi_2^{(s.c.)}$ ,  $\chi_3^{(s.c.)}$  は それぞれその  $1/2$  の値になる。

$g_2$ , すなわち, 四重極対相互作用の強さ  $G_{2\lambda}$  に関しては, 最近, 坂本 岸本によつて, 対相関場に伴う局所ガリレイ不変性の破れの回復<sup>15)</sup>という観点から, 自己無撞着値が提案された。その値を  $G_{2\tau}^{(s.c.)}$  と書くと,

$$G_{2\tau}^{(s.c.)} = 1 / \left\{ \sum_{a,b \in Z} \frac{1}{4} \left( \frac{1}{E_a} + \frac{1}{E_b} \right) |g(ab)|^2 \right\} \quad (6.1)$$

となる。この値が 1つの基準となろう。数値計算で用いた  $G_{2\tau}$  と  $G_{2\tau}^{(s.c.)}$  との比  $G_{2\tau} / G_{2\tau}^{(s.c.)}$  を 陽子, 中性子について 表3 にあげておく。Se の同位体については 陽子, 中性子とも驚くほど 1 に近いことがわかる。これは, すなわち 数値計算で採用した  $g_2$  の値の妥当性を示している。Ru の同位体に関しては 中性子の比は非常に 1 に近いが 陽子の比は 1 に比べるとかなり小さい。これは Ru の同位体では  $G_{2p}^{(s.c.)}$  と  $G_{2n}^{(s.c.)}$  とは かなり

なり違うにもかかわらず (52) のような媒介変数表示をとってしまったためである。これは 同じ媒介変数表示のもとで精力的に存された研究<sup>82, 212</sup>との比較をしたかたからである。幸いなことに、しかしながらこの不一致は最終的な結果にはあまり影響を与えない。表4に、例として<sup>100</sup>Ruの場合に、本論文で採用したパラメーターを用いた計算結果と  $G_{2P}$  の値だけを  $G_{2P}/G_{2P}^{(s.c.)} = 0.94$  とするように変えて、他のパラメーターは同じにした場合の計算結果を示しておいた。この表からも両者の違いは小さいことがわかるであろう。

### §§ 6-3 モード・モード結合の分析

§§ 6-1 で述べたように 我々は  $O_2^+$  状態のふるまいの中性子数依存性を再現することに成功した。ここでは この成功の 微視的理由について調べる。

§§ 3-3 で述べたように (3.35) で与えられる  $B_{r\lambda\mu}^{(2)}$  は 集団モードと 非集団モード ( $r\lambda$ ) との結合をあらわしている。まず この  $B_{r\lambda\mu}^{(2)}$  の構造を、Ref. 2) と同じように、調べてみよう。  $B_{r\lambda\mu}^{(2)}$  は 次の形に分解できる。

$$\begin{aligned}
 -B_{r\lambda\mu} &= \frac{1}{2} \sum_{m,m'} \langle \phi_0 | [X_{r\lambda\mu}, [[H, Y_m^+], Y_{m'}^+]] | \phi_0 \rangle \zeta_m \zeta_{m'} \\
 &\quad + \sum_{m,m'} \langle \phi_0 | [X_{r\lambda\mu}, [Y_m, [H, Y_{m'}^+]]] | \phi_0 \rangle \zeta_m^* \zeta_{m'} \\
 &\quad + \frac{1}{2} \sum_{m,m'} \langle \phi_0 | [X_{r\lambda\mu}, [Y_m, [Y_{m'}, H]]] | \phi_0 \rangle \zeta_m^* \zeta_{m'} \\
 &= V(r\lambda; (cc)_\lambda) (\hat{\gamma}^* \hat{\gamma})_{\lambda\mu} \\
 &\quad + V(r\lambda (c; c)_\lambda) (\hat{\gamma}^* \hat{\gamma})_{\lambda\mu} \\
 &\quad + V(r\lambda (cc)_\lambda; ) (\hat{\gamma}^* \hat{\gamma}^*)_{\lambda\mu}
 \end{aligned} \tag{6.2}$$

明らかに (6.2) 中の  $V$  は 集団モードと 非集団モード との 結合バーテックス

をあらわしている。図5に、これらのダイアグラムの表現をあらわしておく。

また バレークス  $V$  の明白な表現は Appendix A にある。

$\mathcal{H}_{dyn}^{(4)}$  は このような構造をもった  $B_{r\lambda\mu}^{(2)}$  を用いて (3.51) という形、すなわち、

$$\mathcal{H}_{dyn}^{(4)} = -\frac{1}{2} \sum_{r\lambda\mu} \left( B_{r\lambda\mu}^{(2)*} \frac{1}{\omega_{r\lambda} - 0} B_{r\lambda\mu}^{(2)} + B_{r\lambda\mu}^{(2)} \frac{1}{\omega_{r\lambda} + 0} B_{r\lambda\mu}^{(2)*} \right), \quad (6.3)$$

という形にあらわせるのであるから、それは 図6 にダイアグラムの表現された、各々の動力学的非調和項を含んでいる。しかし それぞれのダイアグラムが (B.23), (B.24), (B.25) に与えられているそれぞれの項  $h_{J,dyn(r\lambda)}^{(22)}$ ,  $h_{0,dyn(r\lambda)}^{(31)}$ ,  $h_{0,dyn(r\lambda)}^{(40)}$  に一対一に対応するわけではない。最適 RPA 境界条件のもとでは、上の各項は、各ダイアグラムが混じりあったものをあらわす。しかしながら、上の各項は モード-モード結合の強さの定量的指標になることはまちがいない。図7 は 様々なモード-モード結合効果の集団ハミルトニアンへの寄与、すなわち、 $h_{0,dyn(r0)}^{(22)}$ ,  $h_{2,dyn(r2)}^{(22)}$ ,  $h_{4,dyn(r4)}^{(22)}$  の中性子数依存性をあらわしている。ここでたとえば  $h_{0,dyn(r0)}^{(22)}$  は、非集団モード  $(r0)$  との結合効果の、ハミルトニアンへの寄与

与である。図7 からわかることは まず第一に 中性子対振動モードとの結合効果は 他の非集団モードに比べて 非常に大きく、かつ、中性子数依存性も大きいということである。第二に 他の非集団モードとの結合効果は 1本1本をとってみれば確かに小さいが すべてがコヒーレントに寄与しており、全体としては決して無視はできない、ということである。

次に、モード・モード結合の実際のエネルギー・スペクトルに与える影響を調べる。図 8~12 は 様々なモード・モード結合がエネルギー・スペクトルに与える影響をみたものである。それぞれの図のなかで、(a)は すべてのモード・モード結合を無視して、すなわち、 $\hbar_{\lambda, dyn}^{(ij)}$  と  $\hbar_{\lambda, pair}^{(ij)}$  を無視して計算した結果である。(b), (c), (d)は、 $\hbar_{\lambda, trn}^{(ij)}$  に加えて、それぞれ、 $J^\pi = 2^+, 4^+, 0^+$  を持った非集団モードとの結合効果の寄与を加えて計算した結果である。現在計算に用いている模型空間では、RPA モードの数は、 $J^\pi = 2^+, 4^+, 0^+$  を持ったモードに対して、それぞれ Se の同位体では 28個, 46個, 12個, Ru の同位体では 23個, 32個, 10個, である。もちろん この数には、 $J^\pi = 2^+$  の集団モード、および、 $J^\pi = 0^+$  の陽子、中性子 各対振動モードも含まれている。(e)は  $J^\pi = 2^+, 4^+, 0^+$  を持ったすべての非集団モードとの結合

効果を取り入れて計算した結果である。(f)はSCC法で計算した最終結果であり、対回転モードとの結合効果も含んでいる。これらの図から図7で述べたことがエネルギースペクトルに対する影響として再確認される。すなわち、実験データと同じくらいエネルギーを下げるためには、すべての非集団モードとの結合効果を取りいれなければならない。さらに、すべての非集団モードのなかでも、 $J^\pi = 0^+$  を持ったモードは特別な重要性をもっている。というのも、 $^{76}\text{Se}$ 、および  $^{100}\text{Ru}$ 、 $^{102}\text{Ru}$  の  $0_2^+$  状態のエネルギーは、これらのモードとの結合効果によってかなり下げられているのに対し、 $^{78}\text{Se}$  および  $^{104}\text{Ru}$  ではそれほど効果はみられないからである。 $J^\pi = 0^+$  を持ったモードのなかでも中性子の対振動モードが主要なモードであることは先にみた通りである。以上の考察から、 $0_2^+$  状態のふるまいの中性子数依存性を主に支配している微視的機構は、中性子の対振動モードとの結合効果であると結論できる。また、この機構はSeの同位体に対しても、Ruの同位体に対しても同様である。

何故、中性子の対振動モードとの結合が大きいかは、その結合バーテックスの微視的構造を、Ref. 2) と同様の方法で分析することにより明

うかにすることができる。その結果 その理由は Ref. 9) で議論されたものとほぼ同じであることがわかった。

$^{76}\text{Se}$  の中性子対振動モードの主要な振幅は、 $P_{1/2}$  および  $g_{7/2}$  軌道に関連している。また、 $^{100}\text{Ru}$ ,  $^{102}\text{Ru}$  の中性子対振動モードの主要な振幅は、 $d_{5/2}$ ,  $S_{1/2}$ , および  $g_{7/2}$  軌道に関連している。結合バーテックスには、それぞれの振幅からの寄与がコヒーレントに効いているのである。

また、このバーテックスは副殻構造に非常に敏感である。この点に関して、採用すべき単-粒子レベルの重要性を、Ref. 22) で議論している。

モード-モード結合効果の重要性は、そのポテンシャルエネルギーへの影響からみることができる。図 13 より、モード-モード結合効果は、ポテンシャルを押し広げていることがわかる。結果として、エネルギースペクトルは下げられるわけである。

図 14 ~ 図 58 に、 $\text{Se}$ ,  $\text{Ru}$  の同位体における、結合バーテックス  $V(r_\lambda; (cc)_\lambda)$ ,  $V(r_\lambda(c; c)_\lambda)$ ,  $V(r_\lambda(cc)_\lambda)$  をあげておく。



## §§ 6-4. 有効3体力の効果

本論文では、相互作用の改良として新たに有効3体力を導入した。

そこで、最後に、この相互作用の効果と議論する。

表5 は  $^{76}\text{Se}$ ,  $^{100}\text{Ru}$  における有効3体力の効果を示している。この表から、有効3体力は全体として、エネルギー・スペクトルを押し上げる方向に働いていることがわかる。これは、有効3体力から生じる非調和効果が、先ほど議論した、モード・モード結合に由来する非調和効果を打ち消す方向に働いているためである。この傾向は Ref. (5) で強調されている傾向と同じである。他の有効3体力の顕著な効果は、四重極モーメントの変化にみることができる。すなわち、有効3体力は系を「パンケキ型」に変形させる効果をもっている。この点は次のように理解できる。

本論文で展開してきた理論の枠組では、 $2_1^+$  状態の四重極モーメントの符号は ほぼ、 $f^{(10)}$  と  $h^{(21)}$  との相対的な符号で決まる。

ここで  $f^{(10)}$  は  $\hat{Q}_{3\mu}$  の1次の項の係数であり  $h^{(21)}$  は  $\hat{H}$  の3次の項の ひとつの係数である。有効3体力から生ずる  $h^{(21)}$  への寄与を

$h_{3B}^{(21)}$  と書くと,  $h_{3B}^{(21)}$  と  $\delta^{(10)}$  には

$$h_{3B}^{(21)} = -\frac{1}{2} \sqrt{\frac{5\pi}{5}} \chi_3 (\delta^{(10)})^3 \quad (6.4)$$

という関係がある。つまり  $h_{3B}^{(21)}$  は常に  $\delta^{(10)}$  とは逆符号であることがわかる。したがって、有効3体力は、常に系をパンケーキ型に変形させようとするわけである。この結果もまた、Ref. 15) と一致している。しかし、実験値との比較からいうとこれは望ましい傾向ではない。ただ、 $h^{(21)}$  それ自体は有効3体力だけではなく、もちろん、四重極相互作用、四重極対相互作用、全体の効果で決定されるものである。いずれにせよ、四重極相互作用、四重極対相互作用は相互作用それ自体としてはパンケーキ型もレモン型も志向しないのに対して有効3体力は、系とは無関係に相互作用そのものがパンケーキ型を志向する、というのは満足のものではない。何らかの相互作用の改善が必要であると思われる。

## § 7. まとめと結論

SCC法を Se および Ru の同位体の 非調和四重極振動に適用した。

集団ハミルトニアン, 四重極演算子の集団表現に対する具体的表式を得た。

数値計算の結果は, 成功的に, 実験データにみられる  $O_2^+$  状態の中性子数依存性を再現するものであった。

この成功に対する微視的理由を モード・モード結合分析の方法で調べた。

その結果 次の二点が明らかとなった。

- 1). Se および Ru の同位体の 非調和四重極振動に対応する集団部分空間は 集団モードと 中性子対振動モード との間の モード・モード結合の度合によって特徴づけることができる。そして、この集団部分空間の特徴は、 $O_2^+$  状態の顕著なエネルギー低下として、スペクトルの実験データのなかにあらわれている。
- 2). 中性子対振動モードとの結合は 1) で述べたように、特に顕著ではあるが、エネルギー・スペクトルの全体を 実験データと比較し得るくらい下げるためには、すべての 非集団モードとの結合をとり入れること

が必要である。

続いて、中性子対振動モードとの結合が大きくなる機構について議論した。

また、その副殻構造との関連性もあわせて議論された。

モード・モード結合効果の重要性は、また、集団ポテンシャルのソフト化としても明らかとなった。

最後に、有効3体力の効果について議論した。この相互作用の集団ハミルトニアンへの寄与は、モード・モード結合の効果をも弱める方向に働くことが示された。さらに、この相互作用は系をバンケーキ型に変形させる性質をもっていることが示された。

## 謝 辞

本研究を完成するにあたり、本研究のはじめから一貫して御指導いただいた松柳研一助教授に感謝いたします。及び、数多くの有益な助言をいただいた京大基研の松尾正之博士に感謝いたします。さらに、様々な面で援助，はげましをいただいた，玉垣良三教授をはじめとする原子核理論研究室の皆様には感謝いたします。また，京大基研の山田和也博士にはプログラムの一部チェックに協力していただきました。岐阜大工の坂本秀生博士との議論は大変参考になりました。ここに感謝いたします。

最後に、阪大核物理センターにおいて様々な面で援助，はげましをいただいた鈴木徹助教授をはじめとする理論部の皆様には感謝いたします。

## Appendix A

ここでは  $G_{r+c, \lambda\mu}^{(2)*}$ ,  $G_{2\theta}^{(2)}$ , および  $G_{c2\mu}^{(3)}$  に対する明白な表現を与える。

まず もとになる 模型ハミルトニアン (2.23) を再掲しておく。

$$H = H_0 + H_P + V^{(3)} - \frac{1}{2} \sum_i \kappa_i \hat{R}_{i,2\mu}^+ \hat{R}_{i,2\mu} \quad (A.1)$$

ここで

$$\hat{R}_{i,2\mu}^+ = \sum_{a,b} [R_i(ab) \{ A_{2\mu}^+(ab) + (\pm)_i A_{2\mu}^-(ab) \} + D_i(ab) \{ B_{2\mu}^+(ab) + (\pm)_i B_{2\mu}^-(ab) \}] \quad (A.2)$$

である。係数,  $R_i(ab)$ ,  $D_i(ab)$  は 次の性質を持っている。

$$R_i(ab) = (-1)^{j_a - j_b} R_i(ba), \quad (A.3)$$

$$D_i(ab) = (\pm)_i (-1)^{j_a - j_b} D_i(ba) \quad (A.4)$$

式 (6.2) のように,  $B_{r\lambda\mu}^{(2)*}$  は

$$B_{r\lambda\mu}^{(2)*} = -V(r\lambda; (cc)_\lambda) (r^* r^*)_{\lambda\mu} - V(r\lambda; (c; c)_\lambda) (r^* \hat{r}^2)_{\lambda\mu}$$

$$- V(r_\lambda(cc)_\lambda; ) (\tilde{\eta}\tilde{\eta})_{\lambda\mu}, \quad (A.5)$$

という形に書ける。ここで 模型ハミルトニアン (A.1) のもとでは 結合バーテックスは 次のようになる。

$$V(r_\lambda; (cc)_\lambda) = \sum_i \kappa_i \left( r_i^{(1)} I_{ir_\lambda}^{(a)} + \Delta r_i^{(20)} F_{ir_\lambda} \right) + \frac{1}{2} \sum_\tau G_\tau \Delta P_\tau^{(20)} S_{\tau r_\lambda} + V^{(3b)}(r_\lambda; (cc)_\lambda), \quad (A.6)$$

$$V(r_\lambda(c; c)_\lambda) = \sum_i \kappa_i \left\{ (\pm)_i r_i^{(1)} (I_{ir_\lambda}^{(a)} + I_{ir_\lambda}^{(b)}) + \Delta r_i^{(11)} F_{ir_\lambda} \right\} + \frac{1}{2} \sum_\tau G_\tau \Delta P_\tau^{(11)} S_{\tau r_\lambda} + V^{(3b)}(r_\lambda(c; c)_\lambda), \quad (A.7)$$

$$V(r_\lambda(cc)_\lambda; ) = \sum_i \kappa_i \left( r_i^{(1)} I_{ir_\lambda}^{(b)} + (\pm)_i \Delta r_i^{(20)} F_{ir_\lambda} \right) + \frac{1}{2} \sum_\tau g_\tau \Delta P_\tau^{(20)} S_{\tau r_\lambda} + V^{(3b)}(r_\lambda(cc)_\lambda; ) \quad (A.8)$$

それぞれの式は 3つの項から成っているが 第1項は 四重極相互作用 + 四重極対相互作用を通したバーテックス, 第2項は 残留対相互作用を通したバーテックス, 第3項は 有効3体力を通したバーテックスをあらわす。上式中にあらわれる諸量の定義は次の通りである。

$$V_{\lambda}^{(1)} = \sum_{a,b} R_{\lambda}(ab) ( \mathcal{V}(ab) - (\pm)_{\lambda} \varphi(ab) ) , \quad (A.9)$$

$$\Delta V_{\lambda}^{(20)} = 20 \sum_{a,b,c} D_{\lambda}(ab) \mathcal{V}(ca) \varphi(bc) \left\{ \begin{matrix} 2 & j_c & j_a \\ j_b & 2 & 2 \end{matrix} \right\} , \quad (A.10)$$

$$\Delta V_{\lambda}^{(11)} = \begin{cases} -20 \sum_{a,b,c} D_{\lambda}(ab) ( \mathcal{V}(ca) \mathcal{V}(bc) + \varphi(ca) \varphi(bc) ) \left\{ \begin{matrix} 2 & j_c & j_a \\ j_b & 2 & 2 \end{matrix} \right\} & \text{for } (\pm)_{\lambda} = 1 \\ 0 & \text{for } (\pm)_{\lambda} = -1 \end{cases} , \quad (A.11)$$

$$I_{\lambda r \lambda}^{(a)} = 20 \sum_{a,b,c} D_{\lambda}(ab) ( (\pm)_{\lambda} \mathcal{V}(ca) \mathcal{V}_{r \lambda}(bc) + \varphi(ca) \varphi_{r \lambda}(bc) ) \left\{ \begin{matrix} 2 & j_c & j_a \\ j_b & 2 & \lambda \end{matrix} \right\} , \quad (A.12)$$

$$I_{\lambda r \lambda}^{(b)} = -20 \sum_{a,b,c} D_{\lambda}(ab) ( (\pm)_{\lambda} \mathcal{V}(ca) \varphi_{r \lambda}(bc) + \varphi(ca) \mathcal{V}_{r \lambda}(bc) ) \left\{ \begin{matrix} 2 & j_c & j_a \\ j_b & 2 & \lambda \end{matrix} \right\} , \quad (A.13)$$

$$F_{\lambda r \lambda} = -\delta_{\lambda 2} \sum_{a,b} R_{\lambda}(ab) ( \mathcal{V}_{r \lambda}(ab) - (\pm)_{\lambda} \varphi_{r \lambda}(ab) ) , \quad (A.14)$$

$$\Delta P_{\tau}^{(20)} = 2\sqrt{10} \sum_{a,b \in \tau} \xi(aa) \mathcal{V}(ab) \varphi(ab) , \quad (A.15)$$

$$\Delta P_{\tau}^{(11)} = -2\sqrt{10} \sum_{a,b \in \tau} \xi(aa) ( \mathcal{V}(ab)^2 + \varphi(ab)^2 ) , \quad (A.16)$$

$$S_{\tau r \lambda} = -2\delta_{\lambda 0} \sum_{a \in \tau} \sqrt{2} a \mathcal{V}(aa) ( \mathcal{V}_{r 0}(aa) - \varphi_{r 0}(aa) ) \quad (A.17)$$

ここで、 $\mathcal{V}(ab)$ 、 $\varphi(ab)$  は、(3.27)にある集団モードの振幅である。添字“c”

は省略している。また、



$$\begin{aligned}
 V^{(3b)}(r_\lambda, (cc)_\lambda) &= V^{(3b)}(r_\lambda(cc)_\lambda; ) = \frac{1}{2} V^{(3b)}(r_\lambda(c; c)_\lambda) \\
 &= \frac{1}{2} \chi_3(r_1^{(1)})^2 \left( \sqrt{\frac{56\pi}{5}} F_{r\lambda} - \sqrt{2} F_{rR}^{(R)} \right) \quad (A.18)
 \end{aligned}$$

である。ここで、 $r_1^{(1)}$ ,  $F_{r\lambda}$  は  $r_\lambda^{(1)}$ ,  $F_{r\lambda}$  に添字 " $i=1$ " を持ったもので、§§2-1 の添字の定義から、" $i=1$ " は四重極相互作用に関連した諸量をあらわす。また、

$$F_{r\lambda}^{(R)} = \delta_{\lambda 0} \sum_a r(aa) \xi(aa) (\psi_{r0}(aa) - \psi_{r0}(aa)) \quad (A.19)$$

である。ここで、添字 " $(R)$ " は  $F_{r\lambda}^{(R)}$  が演算子  $\hat{R}$  と関連した量であることとあらわしている。簡単のために、 $Z_{r\lambda}^{(20)} \equiv V(r_\lambda; (cc)_\lambda)$ ,  $Z_{r\lambda}^{(11)} \equiv V(r_\lambda(c; c)_\lambda)$ ,  $Z_{r\lambda}^{(02)} \equiv V(r_\lambda(cc)_\lambda; )$  とおくと、

$$G_{r\lambda c, \lambda\mu}^{(2)*} = g_{r\lambda}^{(20)} (\eta^* \eta^*)_{\lambda\mu} + g_{r\lambda}^{(11)} (\eta^* \tilde{\eta})_{\lambda\mu} + g_{r\lambda}^{(02)} (\tilde{\eta} \tilde{\eta})_{\lambda\mu}, \quad (A.20)$$

の各係数は

$$g_{r\lambda}^{(20)} = [Z_{r\lambda}^{(11)} \beta(\omega_{r\lambda} + 2\alpha) - Z_{r\lambda}^{(20)} \{ \omega_{r\lambda}(\omega_{r\lambda} + 2\alpha) + 2\beta^2 \} - 2 Z_{r\lambda}^{(02)} \beta^2] / dr_\lambda, \quad (A.21)$$

$$g_{r\lambda}^{(11)} = \{ \bar{z}_{r\lambda}^{(11)} (4\alpha^2 - \omega_{r\lambda}^2) - 2 \bar{z}_{r\lambda}^{(20)} \beta (\omega_{r\lambda} + 2\alpha) - 2 \bar{z}_{r\lambda}^{(02)} \beta (2\alpha - \omega_{r\lambda}) \} / d_{r\lambda}, \quad (A.22)$$

$$g_{r\lambda}^{(02)} = [ \bar{z}_{r\lambda}^{(11)} \beta (2\alpha - \omega_{r\lambda}) - 2 \bar{z}_{r\lambda}^{(20)} \beta^2 + \bar{z}_{r\lambda}^{(02)} \{ \omega_{r\lambda} (2\alpha - \omega_{r\lambda}) - 2\beta^2 \} ] / d_{r\lambda}, \quad (A.23)$$

と書くことができる。ここで  $d_{r\lambda}$  は

$$d_{r\lambda} \equiv \omega_{r\lambda} (\omega_{r\lambda}^2 + 4\beta^2 - 4\alpha^2) \quad (A.24)$$

で定義される。

$G_{\tau\theta}^{(2)}$  の係数,  $g_{\tau\theta}^{(20)}$  と  $g_{\tau\theta}^{(11)}$  の表式は

$$g_{\tau\theta}^{(20)} = 4 \sum_{a,b \in \tau} \zeta(aa) \zeta(ab) \varphi(ab) \quad (A.25)$$

$$g_{\tau\theta}^{(11)} = -4 \sum_{a,b \in \tau} \zeta(aa) (\zeta(ab)^2 + \varphi(ab)^2) \quad (A.26)$$

であたえられる。3次の項  $G_{\tau\mu}^{(3)*}$  は 2つの部分  $G_{\tau\mu, \text{tru}}^{(3)*}$  と  $G_{\tau\mu, \text{dyn}}^{(3)*}$

とから成っているが、それぞれの係数は次であたえられる。

$$\begin{aligned} g_{J, \text{tru}}^{(30)} &= -g_{J, \text{tru}}^{(12)} = \frac{1}{2} g_{J, \text{tru}}^{(12)'} \\ &= -\frac{5}{3} \sum_{a,b,c,d} (\zeta(ab) \zeta(ac) \zeta(bd) \varphi(cd) - \varphi(ab) \varphi(ac) \varphi(bd) \zeta(cd)) \hat{2} \hat{J} C_J(abcd). \end{aligned} \quad (A.27)$$

$$g_{J, \text{tru}}^{(21)} = \frac{5}{3} \sum_{a,b,c,d} (\varphi(ab) \varphi(ac) \varphi(bd) \varphi(cd) - \varphi(ab) \varphi(ac) \varphi(bd) \varphi(cd)) \hat{2} \hat{J} C_J(abcd), \quad (\text{A.28})$$

ここで,  $\hat{J} \equiv \sqrt{2J+1}$  であり また

$$C_J(abcd) \equiv \begin{pmatrix} \hat{a} & \hat{b} & 2 \\ \hat{c} & \hat{d} & 2 \\ 2 & 2 & J \end{pmatrix} \quad (\text{A.29})$$

である。 "dyn" は - とは

$$\begin{aligned} g_{r\lambda, \text{dyn}}^{(30)} &= -g_{r\lambda, \text{dyn}}^{(12)} = \frac{1}{2} g_{r\lambda, \text{dyn}}^{(12)'} \\ &= -\frac{1}{2} \frac{\hat{\lambda}}{2} g_{r\lambda}^{(11)} (g_{r\lambda}^{(20)} - g_{r\lambda}^{(02)}), \end{aligned} \quad (\text{A.30})$$

$$g_{r\lambda, \text{dyn}}^{(21)} = -\frac{\hat{\lambda}}{2} (g_{r\lambda}^{(20)2} - g_{r\lambda}^{(02)2}) \quad (\text{A.31})$$

で あたえられる。

## Appendix B

ここでは 集団ハミルトニアン  $\hat{H}$ , 四重極演算子の集団表現  $\hat{Q}_{2\mu}$  の係数に対する明白な表現を与える。

### i) 集団ハミルトニアン の 係数

まず 後で必要な 諸量を定義しておこう。

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{4!} \langle \Phi_0 | [ [ [ [ H_0, \hat{G}^{(1)} ], \hat{G}^{(2)} ], \hat{G}^{(3)} ], \hat{G}^{(4)} ] | \Phi_0 \rangle \\
 & \equiv \sum_{J\mu} [ \Delta h_{0,J}^{(22)} (\gamma^* \gamma^*)_{J\mu} (\tilde{\gamma} \tilde{\gamma})_{J\mu} + \Delta h_{0,J}^{(22)'} (\gamma^* \tilde{\gamma})_{J\mu} (\gamma^* \tilde{\gamma})_{J\mu} \\
 & \quad + \Delta h_{0,J}^{(31)} \{ (\gamma^* \gamma^*)_{J\mu} (\gamma^* \tilde{\gamma})_{J\mu} + c.c. \} + \Delta h_{0,J}^{(40)} \{ (\gamma^* \gamma^*)_{J\mu} (\gamma^* \gamma^*)_{J\mu} + c.c. \} ] \\
 & \hspace{15em} (B.1)
 \end{aligned}$$

という関係式で 各係数を定義すると、それは

$$\Delta h_{0,J}^{(22)} = -\frac{100}{3} \sum_{a,b,c,d} E_a \{ \gamma(ab) \gamma(ac) \gamma(bd) \gamma(cd) + \varphi(ab) \varphi(ac) \varphi(bd) \varphi(cd) \} C_J(abcd) \quad (B.2)$$

$$\begin{aligned}
 \Delta h_{0,J}^{(22)'} = -\frac{100}{3} \sum_{a,b,c,d} E_a \{ & \gamma(ab) \varphi(ac) \{ \gamma(bd) \varphi(cd) + \varphi(bd) \gamma(cd) \} + \gamma(ab) \gamma(ac) \varphi(bd) \varphi(cd) \\
 & + \varphi(ab) \varphi(ac) \gamma(bd) \gamma(cd) \} C_J(abcd), \hspace{5em} (B.3)
 \end{aligned}$$

$$\Delta h_{0,J}^{(31)} = \frac{100}{3} \sum_{a,b,c,d} E_a \left\{ (\mathcal{H}(ab)\mathcal{H}(ac) + \mathcal{Q}(ab)\mathcal{Q}(ac)) \mathcal{H}(bd)\mathcal{Q}(cd) + \mathcal{H}(ab)\mathcal{Q}(ac) \right. \\ \left. (\mathcal{H}(bd)\mathcal{H}(cd) + \mathcal{Q}(bd)\mathcal{Q}(cd)) \right\} C_J(abcd), \quad (B.4)$$

$$\Delta h_{0,J}^{(40)} = -\frac{100}{3} \sum_{a,b,c,d} E_a \mathcal{H}(ab)\mathcal{Q}(ac)\mathcal{Q}(bd)\mathcal{H}(cd) C_J(abcd), \quad (B.5)$$

とあらわされる。同様に、

$$\frac{1}{3!} \langle \Phi_0 | [ [ [ \hat{R}_{i,z\mu}^+, \hat{G}_T^{(1)} ], \hat{G}_T^{(2)} ], \hat{G}_T^{(3)} ] | \Phi_0 \rangle \\ \equiv \sum_{j,\mu} \left[ \Delta r_{i,j}^{(21)} \left\{ ((\gamma^* \gamma^*)_j \hat{\gamma})_{z\mu} + (\pm)_i (\gamma^* (\tilde{\gamma} \tilde{\gamma})_j)_{z\mu} \right\} \right. \\ \left. + \Delta r_{i,j}^{(21)'} \left\{ (\gamma^* (\gamma^* \hat{\gamma})_j)_{z\mu} + (\pm)_i ((\gamma^* \hat{\gamma})_j \hat{\gamma})_{z\mu} \right\} \right. \\ \left. + \Delta r_{i,j}^{(30)} \left\{ ((\gamma^* \gamma^*)_j \gamma^*)_{z\mu} + (\pm)_i (\hat{\gamma} (\hat{\gamma} \hat{\gamma})_j)_{z\mu} \right\} \right], \quad (B.6)$$

が、

$$\Delta r_{i,j}^{(21)} = -\frac{20}{3} \sum_{a,b,c,d} R_i(ab) (\mathcal{H}(ac)\mathcal{H}(bd)\mathcal{H}(cd) - (\pm)_i \mathcal{Q}(ac)\mathcal{Q}(bd)\mathcal{Q}(cd)) \hat{z} \hat{j} C_J(abcd), \quad (B.7)$$

$$\Delta r_{i,j}^{(21)'} = \frac{40}{3} \sum_{a,b,c,d} R_i(ab) \mathcal{H}(ac)\mathcal{Q}(bd) ((\pm)_i \mathcal{H}(cd) - \mathcal{Q}(cd)) \hat{z} \hat{j} C_J(abcd), \quad (B.8)$$

$$\Delta r_{i,j}^{(30)} = \frac{20}{3} \sum_{a,b,c,d} R_i(ab) (\mathcal{H}(ac)\mathcal{H}(bd)\mathcal{Q}(cd) - (\pm)_i \mathcal{Q}(ac)\mathcal{Q}(bd)\mathcal{H}(cd)) \hat{z} \hat{j} C_J(abcd) \quad (B.9)$$

さらに、単極演算子  $\hat{R}$  についても

$$\frac{1}{2} \langle \Phi_0 | [[\hat{R}, \hat{G}^{(1)}], \hat{G}^{(1)}] | \Phi_0 \rangle \equiv \Delta r_R^{(20)} \{ (\tau^* \tau^*)_{00} + (\tilde{\tau} \tilde{\tau})_{00} \} + \Delta r_R^{(11)} (\tau^* \tilde{\tau})_{00}, \quad (\text{B.10})$$

から、係数は

$$\Delta r_R^{(20)} = -2 \sum_{a,b,c} r(ab) \zeta(ab) \frac{\hat{2}}{f_a} (\eta(ac) \varphi(bc) + \varphi(ac) \eta(bc)), \quad (\text{B.11})$$

$$\Delta r_R^{(11)} = 4 \sum_{a,b,c} r(ab) \zeta(ab) \frac{\hat{2}}{f_a} (\eta(ac) \eta(bc) + \varphi(ac) \varphi(bc)) \quad (\text{B.12})$$

となる。

上、および Appendix B で定義された諸量を用いて 集団ハミルトニアン

係数を書き下すことができる。 "tru" ハート については

$$h^{(11)} = \alpha \quad (\text{B.13})$$

$$h^{(20)} = \frac{1}{2} \beta, \quad (\text{B.14})$$

$$h^{(21)} = - \sum_i \kappa_i r_i^{(1)} (\Delta r_i^{(11)} + \Delta r_i^{(20)}) - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{56\pi}{5}} \chi_3 (r_i^{(1)})^3 \quad (\text{B.15})$$

$$h^{(30)} = - \sum_i (\pm)_i \kappa_i r_i^{(1)} \Delta r_i^{(20)} - \frac{1}{6} \sqrt{\frac{56\pi}{5}} \chi_3 (r_i^{(1)})^3 \quad (\text{B.16})$$

$$\begin{aligned} h_{J, \text{tru}}^{(22)} = & 2 \frac{\hat{2}}{f} (\alpha g_{J, \text{tru}}^{(21)} - \beta g_{J, \text{tru}}^{(30)} - \sum_i \kappa_i r_i^{(1)} \Delta r_{i,J}^{(21)}) + \Delta h_{0,J}^{(22)} \\ & - \delta_{J0} \frac{1}{2} \sum_{\tau} G_{\tau} (\Delta P_{\tau}^{(20)})^2 - \sqrt{5} \chi_3 (r_i^{(1)})^2 (\delta_{J2} \frac{2}{5} \sqrt{4\pi} \Delta r_i^{(20)} - \delta_{J0} \Delta r_R^{(20)}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \sum_{\lambda} x_J(\lambda) \left\{ 2 \frac{\hat{2}}{\lambda} (2\beta g_{\lambda, \text{tru}}^{(30)} - \sum_i \kappa_{\lambda} r_i^{(1)} \Delta r_{i, \lambda}^{(21)'}) + \Delta h_{0, \lambda}^{(22)'} \right. \\
& \left. - \delta_{\lambda 0} \frac{1}{4} \sum_{\tau} G_{\tau} (\Delta P_{\tau}^{(11)})^2 - \sqrt{5} \chi_3 (r_1^{(1)})^2 (\delta_{\lambda 2} \frac{2\sqrt{14}\pi}{5} \Delta r_1^{(11)} - \delta_{\lambda 0} \Delta r_R^{(11)}) \right\}, \quad (\text{B.17})
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
h_{0, \text{tru}}^{(31)} &= \sum_J f(J) \left[ \frac{\hat{2}}{J} (2\alpha g_{J, \text{tru}}^{(30)} + \beta g_{J, \text{tru}}^{(21)}) + \Delta h_{0, J}^{(31)} \right. \\
&\quad - \frac{\hat{2}}{J} \sum_{\lambda} \kappa_{\lambda} r_{\lambda}^{(1)} \{ \Delta r_{\lambda, J}^{(30)} + (\pm)_{\lambda} (\Delta r_{\lambda, J}^{(21)} + \Delta r_{\lambda, J}^{(21)'}) \} \\
&\quad - \delta_{J 0} \frac{1}{2} \sum_{\tau} G_{\tau} \Delta P_{\tau}^{(11)} \Delta P_{\tau}^{(20)} \left. \right] - \frac{\sqrt{5}}{2} \chi_3 (r_1^{(1)})^2 \left\{ 12 \sqrt{\frac{2\pi}{7}} (2\Delta r_1^{(20)} + \Delta r_1^{(11)}) \right. \\
&\quad \left. - (2\Delta r_R^{(20)} + \Delta r_R^{(11)}) \right\}, \quad (\text{B.18})
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
h_{0, \text{tru}}^{(40)} &= \sum_J f(J) \left\{ \frac{\hat{2}}{J} (\beta g_{J, \text{tru}}^{(30)} \sum_{\lambda} (\pm)_{\lambda} \kappa_{\lambda} r_{\lambda}^{(1)} \Delta r_{\lambda, J}^{(30)}) + \Delta h_{0, J}^{(40)} \right. \\
&\quad \left. - \delta_{J 0} \frac{1}{4} \sum_{\tau} G_{\tau} (\Delta P_{\tau}^{(20)})^2 \right\} - \frac{\sqrt{5}}{2} \chi_3 (r_1^{(1)})^2 (12 \sqrt{\frac{2\pi}{7}} \Delta r_1^{(20)} - \Delta r_R^{(20)}), \quad (\text{B.19})
\end{aligned}$$

となる。上式を導く際には 関係式,  $g_{J, \text{tru}}^{(30)} = -g_{J, \text{tru}}^{(12)} = \frac{1}{2} g_{J, \text{tru}}^{(12)'}$  を用いた。

“dyn” パートについては

$$h_{J, \text{dyn}}^{(22)} = \sum_{r\lambda} h_{J, \text{dyn}}^{(22)}(r\lambda) \quad (\text{B.20})$$

$$h_{0, \text{dyn}}^{(31)} = \sum_{r\lambda} h_{0, \text{dyn}}^{(31)}(r\lambda) \quad (\text{B.21})$$

$$h_{0, \text{dyn}}^{(40)} = \sum_{r\lambda} h_{0, \text{dyn}}^{(40)}(r\lambda) \quad (\text{B.22})$$

とある。各項は

$$h_{J, \text{dyn}}^{(22)}(r_\lambda) = \delta_{JJ} (Z_{r_\lambda}^{(20)} g_{r_\lambda}^{(20)} + Z_{r_\lambda}^{(02)} g_{r_\lambda}^{(02)}) + \chi_J(\lambda) Z_{r_\lambda}^{(11)} g_{r_\lambda}^{(11)}, \quad (\text{B.23})$$

$$h_{0, \text{dyn}}^{(31)}(r_\lambda) = \frac{1}{2} f(\lambda) \{ Z_{r_\lambda}^{(11)} (g_{r_\lambda}^{(20)} + g_{r_\lambda}^{(02)}) + (Z_{r_\lambda}^{(20)} + Z_{r_\lambda}^{(02)}) g_{r_\lambda}^{(11)} \}, \quad (\text{B.24})$$

$$h_{0, \text{dyn}}^{(40)}(r_\lambda) = \frac{1}{2} f(\lambda) (Z_{r_\lambda}^{(20)} g_{r_\lambda}^{(02)} + Z_{r_\lambda}^{(02)} g_{r_\lambda}^{(20)}), \quad (\text{B.25})$$

となる。ここで  $h_{J, \text{dyn}}^{(ij)}$  は 非集団モード  $(r_\lambda)$  からの寄与を表わす。

"pair" 10-1 は,

$$\begin{aligned} h_{J, \text{pair}}^{(22)} = & \delta_{J0} \sum_{\tau} \left( \frac{1}{g_{\tau, \text{TV}}} (g_{\tau\theta}^{(20)})^2 - G_{\tau} \Delta P_{\tau}^{(20)} t_{\tau\theta} g_{\tau\theta}^{(20)} - 2\sqrt{5} g_{\tau\theta}^{(20)} \sum_{\lambda} (\pm)_{\lambda} \kappa_{\lambda} r_{\lambda}^{(1)} \Delta r_{\lambda, \tau\theta} \right. \\ & + 2 \chi_3(r_i^{(1)})^2 t_{R, \tau\theta} g_{\tau\theta}^{(20)} \left. \right) + \chi_J(\nu) \sum_{\tau} \left( \frac{1}{2g_{\tau, \text{TV}}} (g_{\tau\theta}^{(11)})^2 - \frac{1}{2} G_{\tau} \Delta P_{\tau}^{(11)} t_{\tau\theta} g_{\tau\theta}^{(11)} \right. \\ & \left. - 2\sqrt{5} g_{\tau\theta}^{(11)} \sum_{\lambda} \kappa_{\lambda} r_{\lambda}^{(1)} \Delta r_{\lambda, \tau\theta} + \sqrt{5} \chi_3(r_i^{(1)})^2 t_{R, \tau\theta} g_{\tau\theta}^{(11)} \right) \end{aligned} \quad (\text{B.26})$$

$$\begin{aligned} h_{0, \text{pair}}^{(31)} = & \sum_{\tau} \frac{1}{g_{\tau, \text{TV}}} g_{\tau\theta}^{(20)} g_{\tau\theta}^{(11)} - \frac{1}{2} G_{\tau} t_{\tau\theta} (\Delta P_{\tau}^{(20)} g_{\tau\theta}^{(11)} + \Delta P_{\tau}^{(11)} g_{\tau\theta}^{(20)}) \\ & - \sqrt{5} \sum_{\lambda} \kappa_{\lambda} r_{\lambda}^{(1)} \Delta r_{\lambda, \tau\theta} (2 g_{\tau\theta}^{(20)} + (\pm)_{\lambda} g_{\tau\theta}^{(11)}) + \frac{\sqrt{5}}{2} \chi_3(r_i^{(1)})^2 t_{R, \tau\theta} (2 g_{\tau\theta}^{(20)} + g_{\tau\theta}^{(11)}) \end{aligned} \quad (\text{B.27})$$

$$\begin{aligned} h_{0, \text{pair}}^{(40)} = & \sum_{\tau} \left( \frac{1}{2g_{\tau, \text{TV}}} (g_{\tau\theta}^{(20)})^2 - \frac{1}{2} G_{\tau} (\Delta P_{\tau}^{(20)})^2 t_{\tau\theta} g_{\tau\theta}^{(20)} - \sqrt{5} g_{\tau\theta}^{(20)} \sum_{\lambda} (\pm)_{\lambda} \kappa_{\lambda} r_{\lambda}^{(1)} \Delta r_{\lambda, \tau\theta} \right. \\ & \left. + \frac{\sqrt{5}}{2} \chi_3(r_i^{(1)})^2 t_{R, \tau\theta} g_{\tau\theta}^{(20)} \right) \end{aligned} \quad (\text{B.28})$$

となる。ここで,  $t_{\tau\theta}$ ,  $t_{R, \tau\theta}$ ,  $\Delta r_{\lambda, \tau\theta}$  は



$$t_{\tau\theta} \equiv \langle \phi_0 | [\tilde{P}_\tau^{(+)}, \hat{\Theta}_\tau^{(RPA)}] | \phi \rangle = 4 \sum_{a \in \tau} \sqrt{\Omega_a} \zeta(a a) \theta_a, \quad (\text{B.29})$$

$$t_{R,\tau\theta} \equiv \langle \phi_0 | [\hat{R}, \hat{\Theta}_\tau^{(RPA)}] | \phi \rangle = 2 \sum_{a \in \tau} r(a a) \xi(a a) \theta_a, \quad (\text{B.30})$$

$$\Delta t_{i,\tau\theta} \equiv 4 \sum_{a,b \in \tau} D_i(ab) \frac{\theta_b}{\hat{J}_b} (\zeta(ab) - (\pm)_i \varphi(ab)), \quad (\text{B.31})$$

で定義される。また、 $f(J)$  は  $f(0) \equiv 1$ ,  $f(2) \equiv \frac{10}{7}$ ,  $f(4) \equiv \frac{18}{7}$  で定義され

$\chi_J(\lambda)$  は

$$\chi_J(\lambda) \equiv (2\lambda+1) \left\{ \begin{matrix} 2 & 2 & \lambda \\ 2 & 2 & J \end{matrix} \right\} \quad (\text{B.32})$$

で定義される。

## ii) 四重極演算子の集団表現の係数

最後に、四重極演算子の集団表現の係数の表式をあたえる。まず、ここでは諸量の意味を明確にするため、 $(r_i^{(1)}, \Delta r_i^{(20)}, \Delta r_i^{(11)}, \Delta r_{i,J}^{(ij)}, F_{ir\lambda}, I_{ir\lambda}^{(a)}, I_{ir\lambda}^{(b)}, \Delta r_{i,\tau\theta})$  を  $(\mathcal{F}^{(1)}, \Delta \mathcal{F}^{(20)}, \Delta \mathcal{F}^{(11)}, \Delta \mathcal{F}_J^{(ij)}, F_{\mathcal{F}r\lambda}, I_{\mathcal{F}r\lambda}^{(a)}, I_{\mathcal{F}r\lambda}^{(b)}, \Delta \mathcal{F}_{\tau\theta})$  と書き直す。すると、四重極演算子の各係数は “true” パートに対しては、

$$\bar{g}^{(10)} = \bar{g}^{(1)} \quad (\text{B.33})$$

$$\bar{g}_{\text{tru}}^{(20)} = \Delta \bar{g}^{(20)} \quad (\text{B.34})$$

$$\bar{g}_{\text{tru}}^{(11)} = \Delta \bar{g}^{(11)} \quad (\text{B.35})$$

$$\bar{g}_{J, \text{tru}}^{(21)} = \Delta \bar{g}_J^{(21)} + \bar{g}^{(1)} (g_{J, \text{tru}}^{(21)} - g_{J, \text{tru}}^{(30)}) + \sum_{\lambda} g_J(\lambda) \{ \Delta \bar{g}_{\lambda}^{(21)'} + 2 \bar{g}^{(1)} g_{\lambda, \text{tru}}^{(30)} \}, \quad (\text{B.36})$$

$$\bar{g}_{J, \text{tru}}^{(30)} = \Delta \bar{g}_J^{(30)} + \bar{g}^{(1)} g_{J, \text{tru}}^{(30)} \quad (\text{B.37})$$

と書ける。ここで,  $g_{J, \text{tru}}^{(30)} = -g_{J, \text{tru}}^{(12)} = \frac{1}{2} g_{J, \text{tru}}^{(12)'}$  の関係式を用いた。また, "dyn"

パートは

$$\bar{g}_{\text{dyn}}^{(20)} = \sum_r \bar{g}_{\text{dyn}}^{(20)}(r_2), \quad (\text{B.38})$$

$$\bar{g}_{\text{dyn}}^{(11)} = \sum_r \bar{g}_{\text{dyn}}^{(11)}(r_2), \quad (\text{B.39})$$

$$\bar{g}_{J, \text{dyn}}^{(21)} = \sum_{r\lambda} \bar{g}_{J, \text{dyn}}^{(21)}(r\lambda) \quad (\text{B.40})$$

$$\bar{g}_{J, \text{dyn}}^{(30)} = \sum_{r\lambda} \bar{g}_{J, \text{dyn}}^{(30)}(r\lambda), \quad (\text{B.41})$$

と書いて, 各項は,

$$\bar{g}_{\text{dyn}}^{(20)}(r_2) = -F_{gr_2} (g_{r_2}^{(20)} + g_{r_2}^{(02)}), \quad (\text{B.42})$$

$$\mathcal{F}_{dyn}^{(11)}(r_2) = -2 F_{gr2} \mathcal{G}_{r2}^{(11)}, \quad (\text{B.43})$$

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_{J, dyn}^{(21)}(r_\lambda) = & -\mathcal{J}_\lambda \left\{ I_{gr\lambda}^{(a)} \mathcal{G}_{r\lambda}^{(20)} + I_{gr\lambda}^{(b)} \mathcal{G}_{r\lambda}^{(02)} - \mathcal{F}^{(1)} (\mathcal{G}_{r\lambda, dyn}^{(21)} - \mathcal{G}_{r\lambda, dyn}^{(30)}) \right\} \\ & - y_J(\lambda) \left\{ (I_{gr\lambda}^{(a)} + I_{gr\lambda}^{(b)}) \mathcal{G}_{r\lambda}^{(11)} - 2 \mathcal{F}^{(1)} \mathcal{G}_{r\lambda, dyn}^{(30)} \right\} \end{aligned} \quad (\text{B.44})$$

$$\mathcal{F}_{J, dyn}^{(30)}(r_\lambda) = -\mathcal{J}_\lambda \left( I_{gr\lambda}^{(a)} \mathcal{G}_{r\lambda}^{(02)} + I_{gr\lambda}^{(b)} \mathcal{G}_{r\lambda}^{(20)} - \mathcal{F}^{(1)} \mathcal{G}_{r\lambda, dyn}^{(30)} \right), \quad (\text{B.45})$$

となる。最後に、"pair" ハートは

$$\mathcal{F}_{J, pair}^{(30)} = \mathcal{J}_0 \sum_{\tau} \Delta r_{g, \tau\theta} \mathcal{G}_{\tau\theta}^{(20)}, \quad (\text{B.46})$$

$$\mathcal{F}_{J, pair}^{(21)} = \mathcal{F}_{J, pair}^{(30)} + y_J(0) \sum_{\tau} \Delta r_{g, \tau\theta} \mathcal{G}_{\tau\theta}^{(11)} \quad (\text{B.47})$$

で与えられる。上式中、 $y_J(\lambda)$  は

$$y_J(\lambda) \equiv \hat{J} \hat{\lambda} \left\{ \begin{matrix} 2 & 2 & \lambda \\ 2 & 2 & J \end{matrix} \right\} \quad (\text{B.48})$$

で定義される。

# 参考文献

- 1) T. Marumori , T. Maskawa , F Sakata , and A Kuriyama ,  
Prog. Theor. Phys 64 (1980), 1294
- 2). M. Matsuo and K. Matsuyanagi , Prog Theor. Phys 74 (1985),  
1227 ; 76 (1986), 93 ; 78 (1987), 591
- 3). M. Matsuo , Prog. Theor. Phys. 76 (1986) , 372
- 4). J. Barrette , M. Barrette , G. Lamoureux , S. Monaro and  
S. Markiza , Nucl. Phys A235 (1974), 154 .
- 5). S. Landsberger , R. Lecomte , P. Paradis and S. Monaro ,  
Phys. Rev. C21 (1980), 588
- 6) S.G. Lie and G. Holzwarth , Phys Rev. C12 (1975), 1035.
- 7). T Tamura , K.J. Weeks and T Kishimoto , Nucl. Phys A347  
(1980) , 359
- 8). K. Weeks and T Tamura , Phys Rev C22 (1980), 888.
- 9) S. Tazaki , K. Takada , K. Kaneko and F Sakata , Prog Theor  
Phys Suppl. No. 71 (1981), 123

- 10) K. Takada and S. Tazaki, Nucl. Phys. A448 (1986), 56
- 11) H. Sakamoto and T. Kishimoto, Nucl. Phys A501 (1989), 242.
- 12) M Matsuo and K. Matsuyanagi, Prog Theor. Phys 74 (1985),  
288
- 13) A. Bohr, Mat. Fys Medd Dan Vid. Selsk. 26 (1952), No 14
- 14) A. Bohr and B. Mottelson, ibid, 27 (1953), No. 16
- 15) H Sakamoto, Ph.D. Thesis, Univ. of Tsukuba (1987)
- 16) P Ring and P. Schuck, The Nuclear Many - Body Problem  
(Springer - Verlag, 1980)
- 17) R. A. Uher and R. A. Sorensen, Nucl. Phys. 86 (1966), 1
- 18) A. H. Wapstra and K. Bos, Nucl. Data Tables. 19 (1977), 185
- 19) R Lecomte, P Paradis, J. Barrette, M. Barrette, G. Lamoureux  
and S. Monaro, Nucl. Phys A284 (1977), 123
- 20) B. Singh and D. A Viggars, Nucl. Data Sheets 42 (1984),  
313, 33 (1981), 231
- 21) T. kishimoto and T Tamura, Nucl. Phys A270 (1976), 317

22) H. Aiba, Prog Theor. Phys. 83 (1990), to be published

## 表の説明

- 表1 数値計算で使ったパラメーター,  $\chi_2$ ,  $g_2$  および  $e_{pol}$  の値
- 表2. 数値計算で得られた  $B(E2)$ , および  $2_1^+$  状態の四重極モーメントと実験値との比較。  $B(E2)$ , 四重極モーメントの値はそれぞれ  $75 \text{ fm}^2$  単位,  $e b$  を単位としている。
- 表3.  $G_{2\pi} / G_{2\pi}^{(s.c.)}$  の値
- 表4 表1のパラメーターを使った計算と  $G_{2p}$  だけを  $G_{2p} / G_{2p}^{(s.c.)} = 0.94$  に変えて他のパラメーターは表1のものを使った計算との比較。  
 $^{100}\text{Ru}$  の場合で比較している。(a)が前者, (b)が後者にあたる。
- 表5  $^{76}\text{Se}$ ,  $^{100}\text{Ru}$  における有効3体相互作用の効果。3bは、有効3体相互作用を入れた場合, no3bは、有効3体相互作用を無視した場合に、それぞれ対応している。エネルギーの単位は MeV。  
 $B(E2)$  四重極モーメントの単位は、表2と同じ。

## 図の説明

- 図1. 縮退多 $j$ 殻模型を用いての修正丸森ボソン展開法とSCC法との比較。(a)が修正丸森ボソン展開法の結果。(b)がSCC法で非集団モード、および対回転モードとの結合を無視した場合の結果。数字は  $B(E2)$  の値。パラメーターについては本文参照。
- 図2  $Ru$  の同位体の計算で用いられた中性子の単一粒子レベル。
- 図3  $^{76}Se, ^{78}Se$  のエネルギーの数値計算の結果と実験データの比較。
- 図4  $^{100}Ru, ^{102}Ru, ^{104}Ru$  のエネルギーの数値計算の結果と実験データの比較。
- 図5 モード-モード結合のバーテックスのダイアグラムの表現。波線が集団モードを、点線が  $\lambda=0, 2, 4$  の非集団モードを表わす。
- 図6 非集団モードとの結合に由来する、ハミルトニアン4次の動力学的非調和項のダイアグラムの表現。線の種類は図5と同じ。
- 図7 多重度  $\lambda$  をもつ個々のRPAモードの非調和係数  $k_{\lambda}^{(22)}$  への寄与。(a)は  $\lambda=0$  のモードの  $k_0^{(22)}$  への寄与、(b)は  $\lambda=2$  のモードの  $k_2^{(22)}$  への寄与、(c)は  $\lambda=4$  のモードの  $k_4^{(22)}$  への寄与をそれぞれ表わす。上から下へ、それぞれ  $^{76}Se, ^{78}Se, ^{100}Ru, ^{102}Ru, ^{104}Ru$  の場合である。それぞれの図で縦軸は  $k_{\lambda}^{(22)}$  の値を MeV で表わしたものを、横軸は各RPAモードをエネルギーの低いものから右から並べたものを表わす。記号  $p$  は中性子の対振動モードを表わす。



図 8.  $^{76}\text{Se}$  の励起スペクトルに対する様々なモード-モード結合の効果。  
詳細は、本文参照。

図 9  $^{78}\text{Se}$  に対するもの。図 8 と同様。

図 10  $^{100}\text{Ru}$  に対するもの。図 8 と同様。

図 11  $^{102}\text{Ru}$  に対するもの。図 8 と同様。

図 12  $^{104}\text{Ru}$  に対するもの。図 8 と同様。

図 13  $^{76,78}\text{Se}$  および  $^{100,102,104}\text{Ru}$  に対する 変形パラメータ  $\beta$  の関数としてのポテンシャルエネルギー。実線が SCC 法によるもの。点線はすべての非集団モード、対回転モードとの結合効果を無視した結果。

図 14  $^{76}\text{Se}$  における、様々な  $\lambda=0$  の非集団モードとの結合ハートree  $V(r_0; (cc)_0)$ 。  $p$  は中性子対振動モードをあらわす。縦軸は  $V(r_0; (cc)_0)$  の大きさを MeV を単位としてあらわす。

図 15  $V(r_0(c; c)_0)$  に対するもの。図 14 と同様。

図 16.  $V(r_0(cc)_0, )$  に対するもの。図 14 と同様。

図 17.  $^{76}\text{Se}$  における 様々な  $\lambda=2$  の非集団モードとの結合ハートree  $V(r_2, (cc)_2)$ 。縦軸の単位は図 14 と同じ。

図 18  $V(r_2(c; c)_2)$  に対するもの。図 17 と同様。

図 19.  $V(r_2(cc)_2, )$  に対するもの。図 17 と同様。

図 20  $^{76}\text{Se}$  における様々な  $\lambda=4$  の非集団モードとの結合ハートree  $V(r_4; (cc)_4)$ 。縦軸の単位は 図 14 と同じ。

図 21  $V(r_4(c, c)_4)$  に対するもの。図 20 と同様。

図 22  $V(r_4(cc)_4; )$  に対するもの。図 20 と同様。

図 23  $^{78}\text{Se}$  に対するもの。図 14 と同様。

図 24  $^{78}\text{Se}$  に対するもの。図 15 と同様。

図 25  $^{78}\text{Se}$  に対するもの。図 16 と同様。

図 26  $^{78}\text{Se}$  に対するもの。図 17 と同様。

図 27  $^{78}\text{Se}$  に対するもの。図 18 と同様。

図 28.  $^{78}\text{Se}$  に対するもの。図 19 と同様。

図 29.  $^{78}\text{Se}$  に対するもの。図 20 と同様。

図 30  $^{78}\text{Se}$  に対するもの。図 21 と同様

図 31.  $^{78}\text{Se}$  に対するもの。図 22 と同様。

以下、図 32 ~ 図 40 は  $^{100}\text{Ru}$  に対するもの。それぞれ 図 14 ~ 図 22 と同様。

図 41 ~ 図 49 は  $^{102}\text{Ru}$  に対するもの。それぞれ 図 14 ~ 図 22 と同様

図50～図58 は  ${}^{104}\text{Ru}$  に対するもの。それぞれ図4～図22と同様

	<sup>76</sup> Se	<sup>78</sup> Se	<sup>100</sup> Ru	<sup>102</sup> Ru	<sup>104</sup> Ru
$f_2$	0.780	0.740	0.830	0.860	0.830
$g_2$	0.885	0.880	0.730	0.796	0.793
$e_{pol}$	1.155e	1.000e	0.880e	1.040e	1.095e

表 1

	$^{76}\text{Se}$		$^{78}\text{Se}$		$^{100}\text{Ru}$		$^{102}\text{Ru}$		$^{104}\text{Ru}$	
	cal.	exp.	cal.	exp.	cal.	exp.	cal.	exp.	cal.	exp.
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$	44.1	44 (1)	32.8	32.7 (10)	35.0	35.0	46.0	46.0	57.3	57.4
$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$	78.0	71 (2)	58.1	49 (3)	60.6	52.5	88.2	74.9	101.1	82.6
$B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	57.3	47 (22)	40.0	29 (5)	33.1	34.7	78.6	35.2	59.3	25.0
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	78.1	43 (2)	53.8	33 (7)	43.9	32.0	51.2	41.4	69.7	57.5
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$	0.25	1.3(1)	0.69	1.09 (13)	2.79	1.5	4.38	1.5	3.80	2.3
$Q_{2_1^+}$	0.092	-0.30 (8)	-0.162	-0.30 (11)	0.400	-0.43 (7)	0.593	-0.57 (7)	0.562	-0.70 (8)

表 2

表 3

	$^{76}\text{Se}$		$^{78}\text{Se}$		$^{100}\text{Ru}$		$^{102}\text{Ru}$		$^{104}\text{Ru}$	
	$p$	$n$	$p$	$n$	$p$	$n$	$p$	$n$	$p$	$n$
$G_{2\tau}/G_{2\tau}^{(s.c.)}$	1.01	1.03	0.99	1.02	0.56	0.95	0.58	0.96	0.65	0.95

	(a)	(b)
$E_{2_1^+}$	0.54	0.52
$E_{4_1^+}$	1.42	1.28
$E_{0_2^+}$	1.00	0.99
$E_{2_2^+}$	1.16	1.09
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$	35.0	35.7
$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$	60.6	63.1
$B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	33.1	43.8
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	43.9	51.8
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$	2.79	2.12
$Q_{2_1^+}$	0.440	0.342

表 4

	<sup>76</sup> Se		<sup>100</sup> Ru	
	(no3b)	(3b)	(no3b)	(3b)
$E_{2_1^+}$	0.538	0.558	0.527	0.540
$E_{4_1^+}$	1.392	1.484	1.334	1.415
$E_{0_2^+}$	1.035	1.198	0.977	1.002
$E_{2_2^+}$	1.075	1.142	0.918	1.161
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$	45.2	44.1	38.7	35.0
$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)$	84.3	78.0	65.6	60.6
$B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	74.3	57.3	35.2	32.1
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	77.4	78.1	68.7	43.9
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$	0.29	0.25	0.94	2.79
$Q_{2_1^+}$	-0.220	0.092	0.017	0.400

表 5

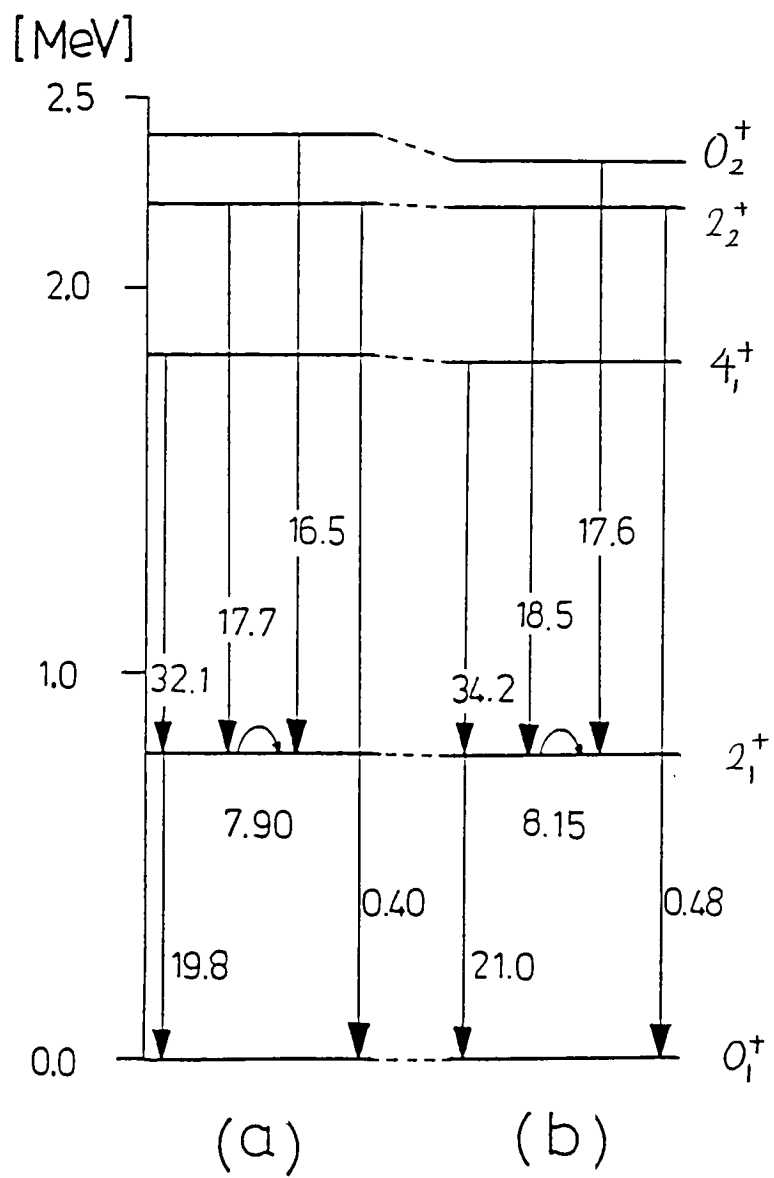


图 1



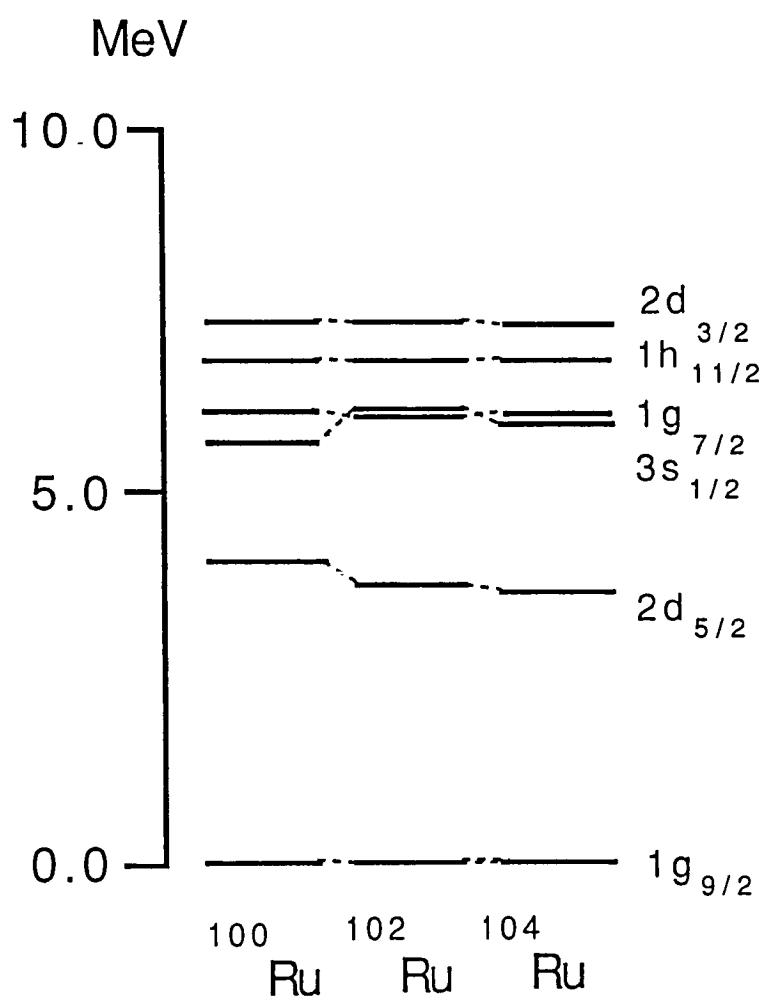


图 2

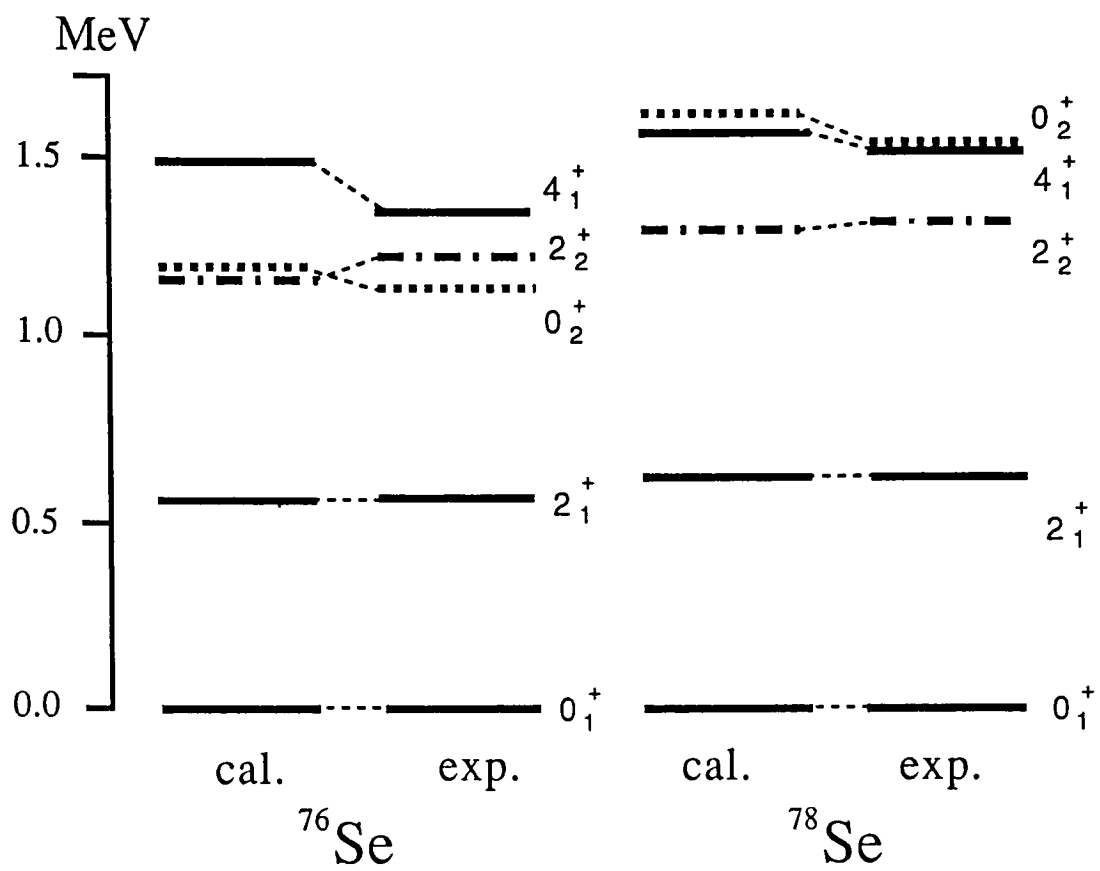


图 3

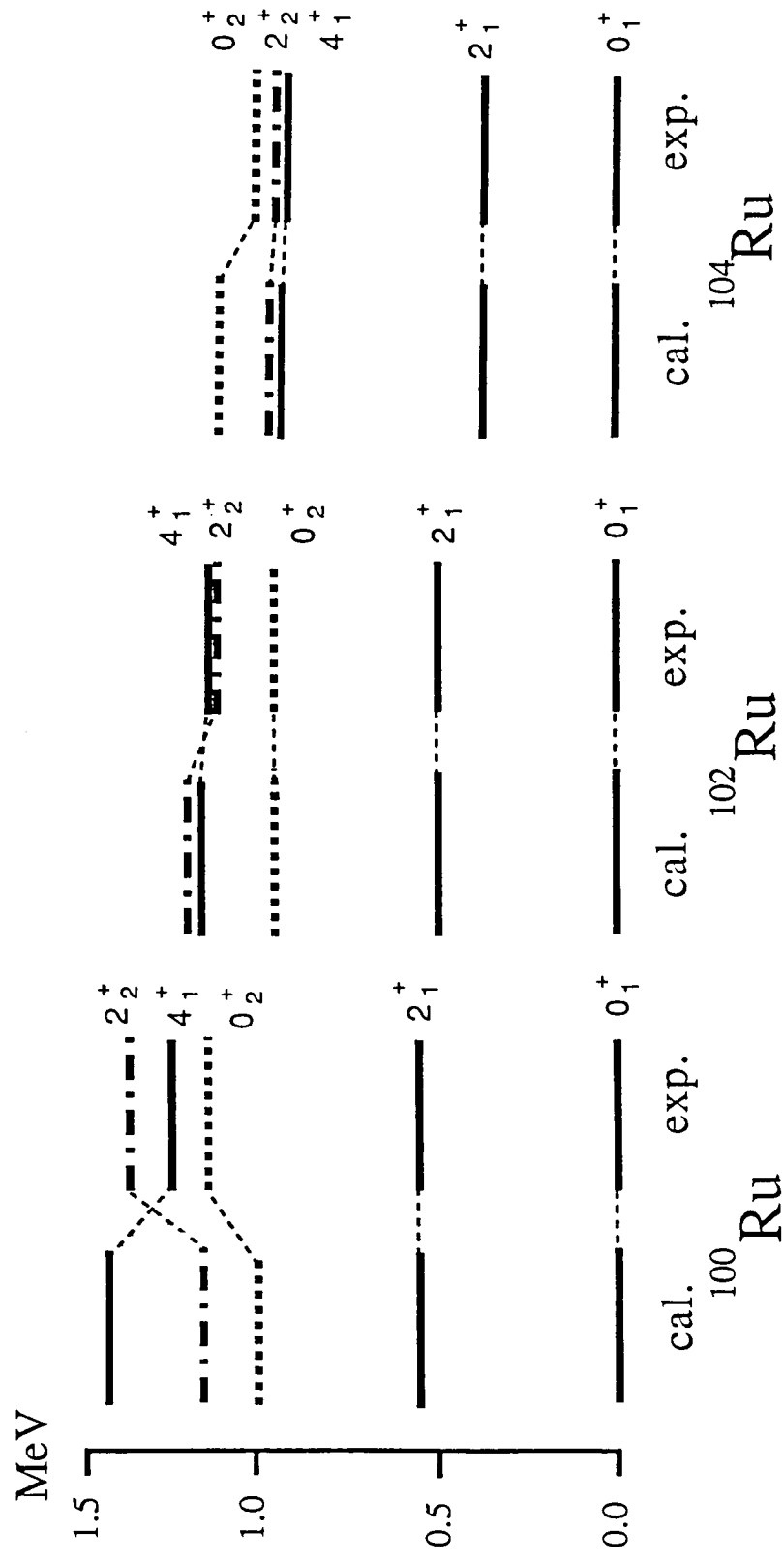


图 4

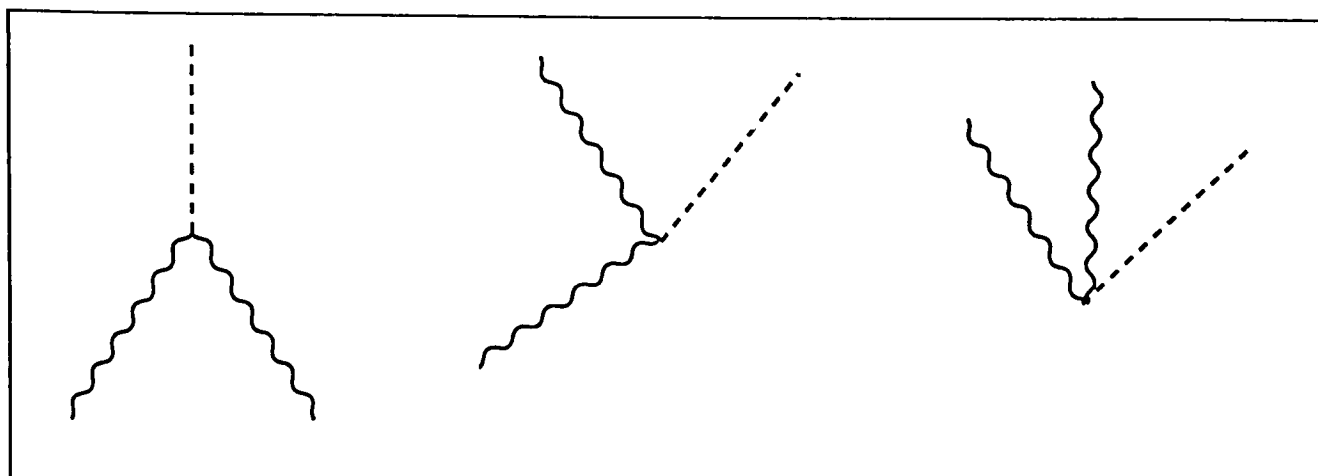


图 5

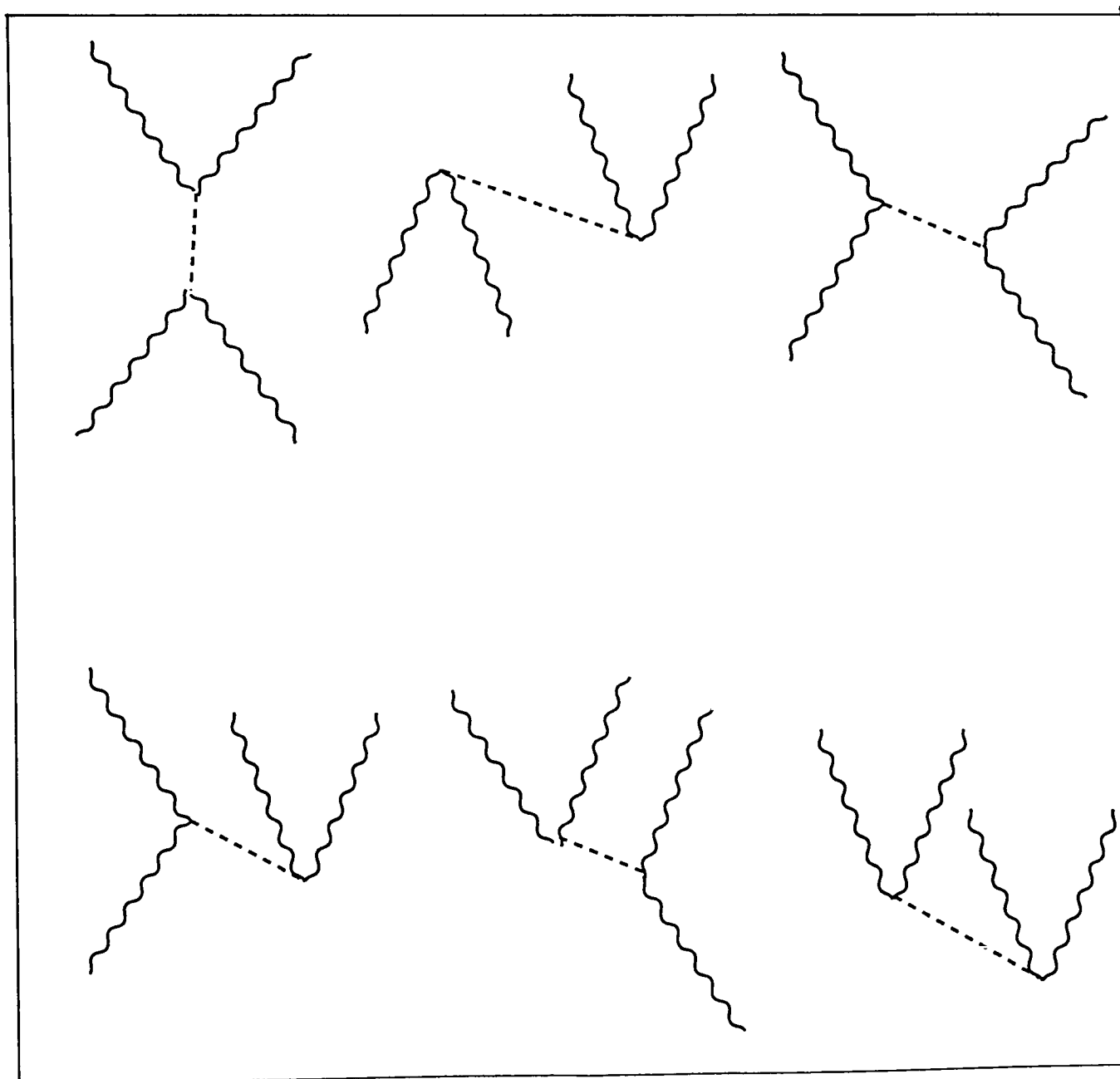
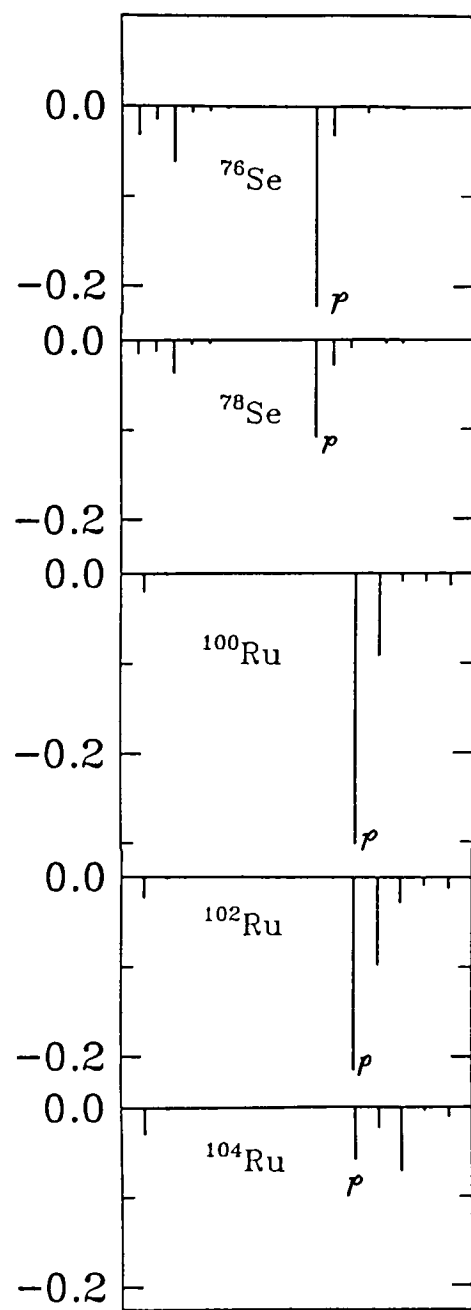
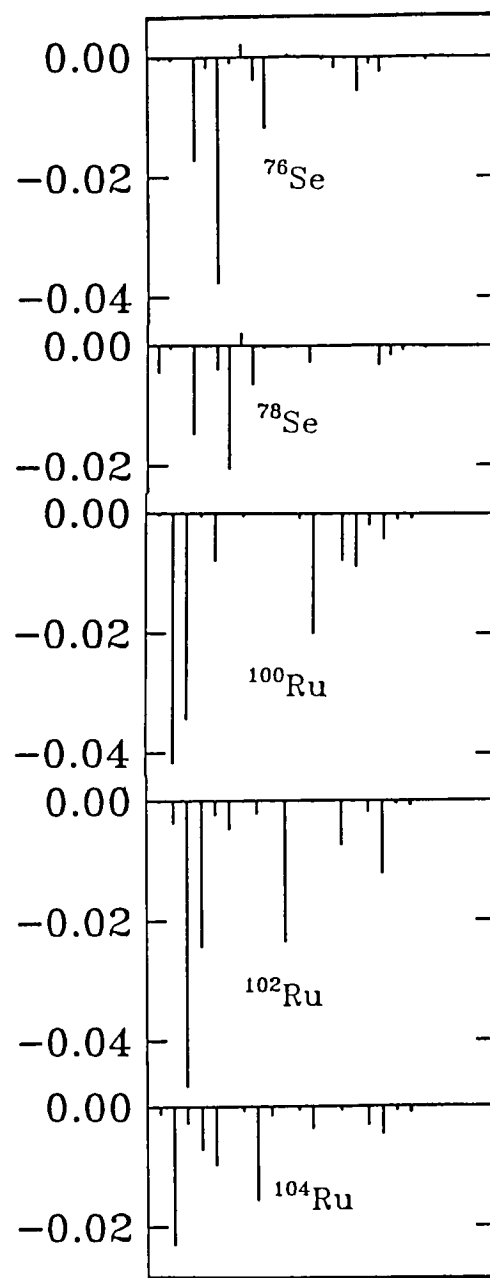


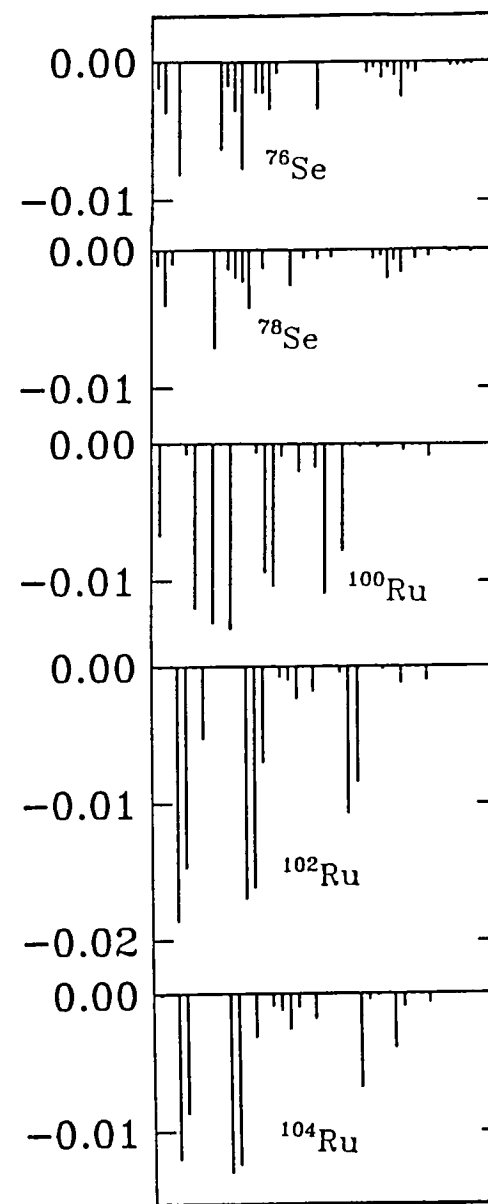
图 6



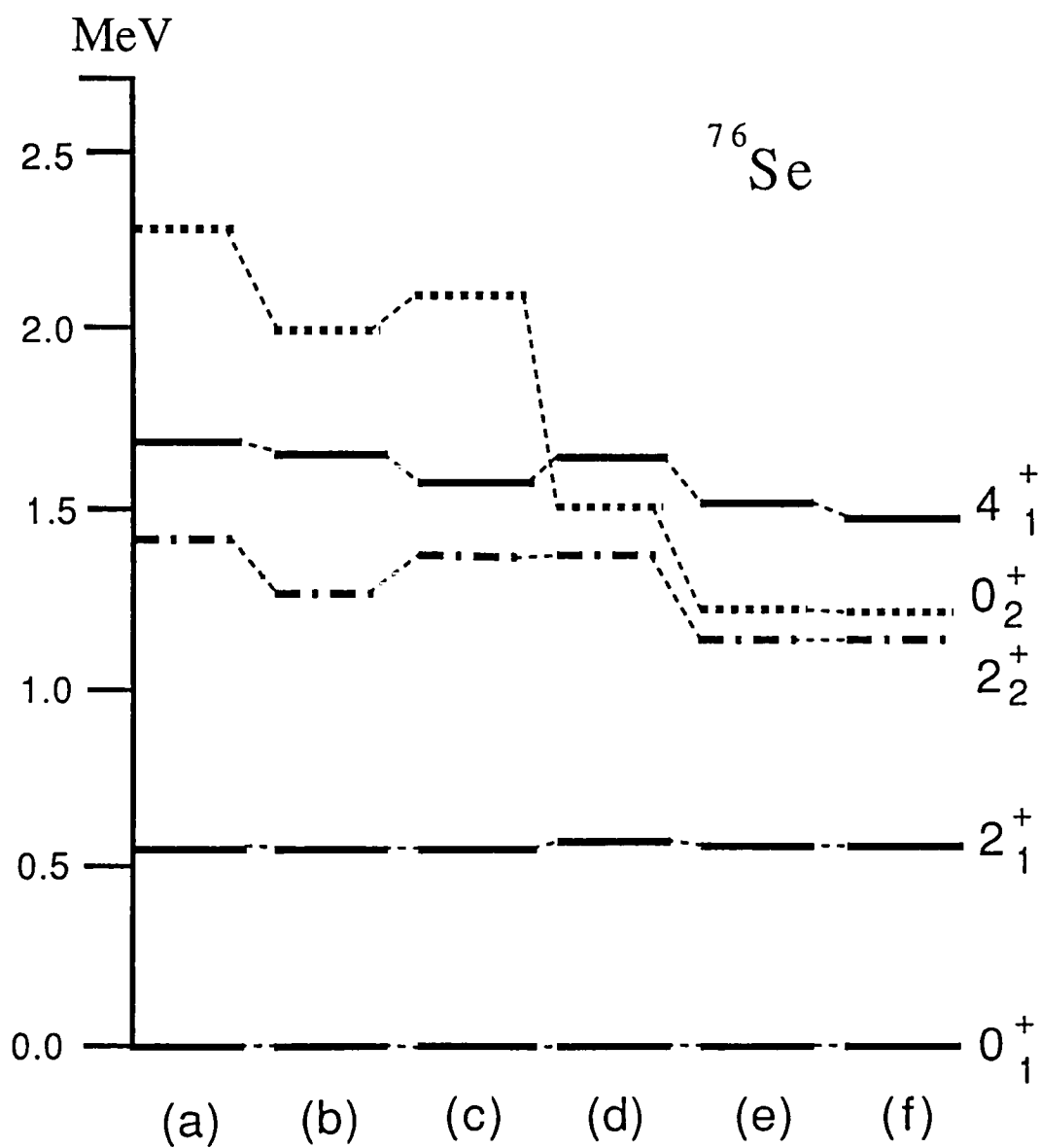
(a)

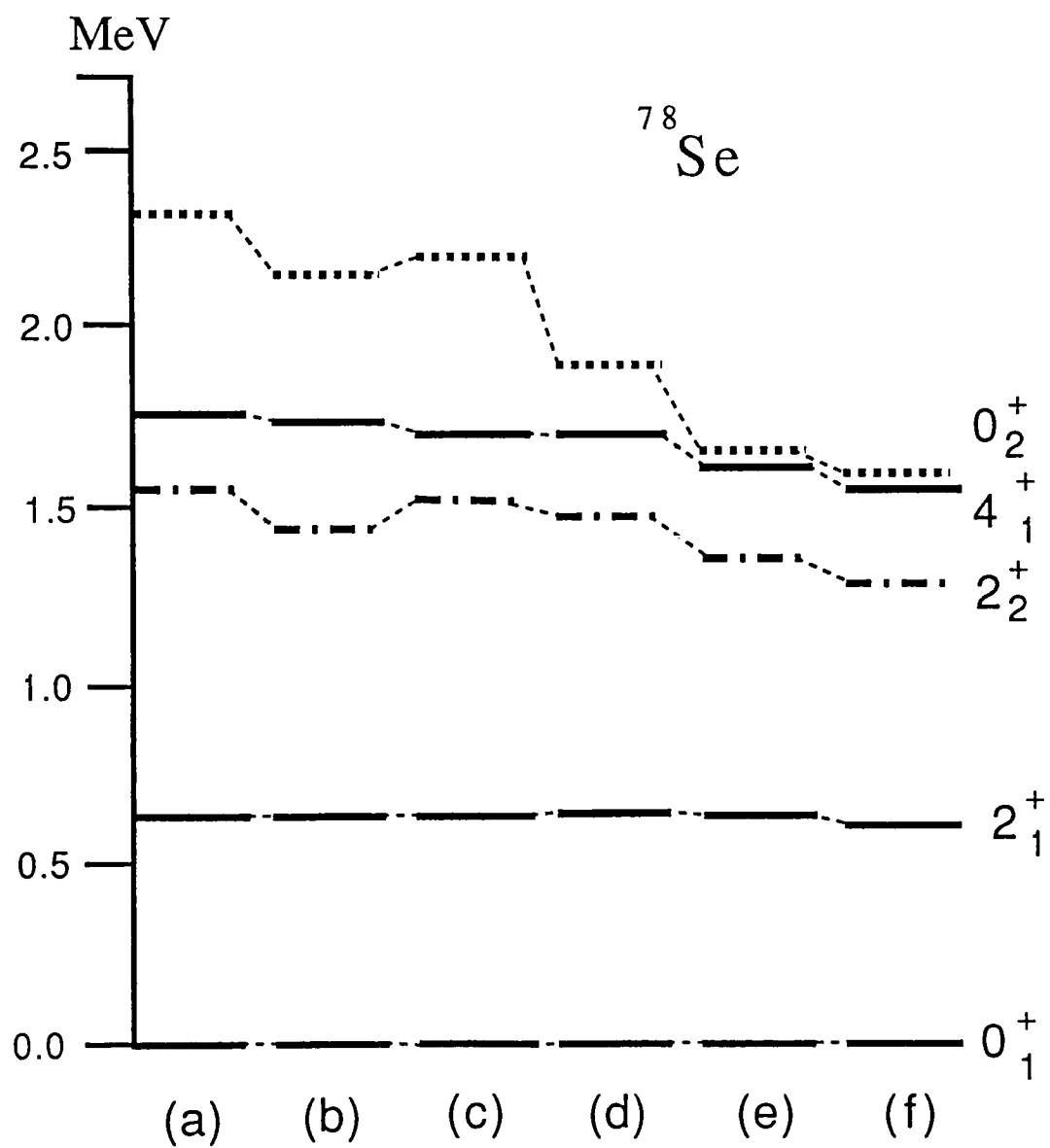


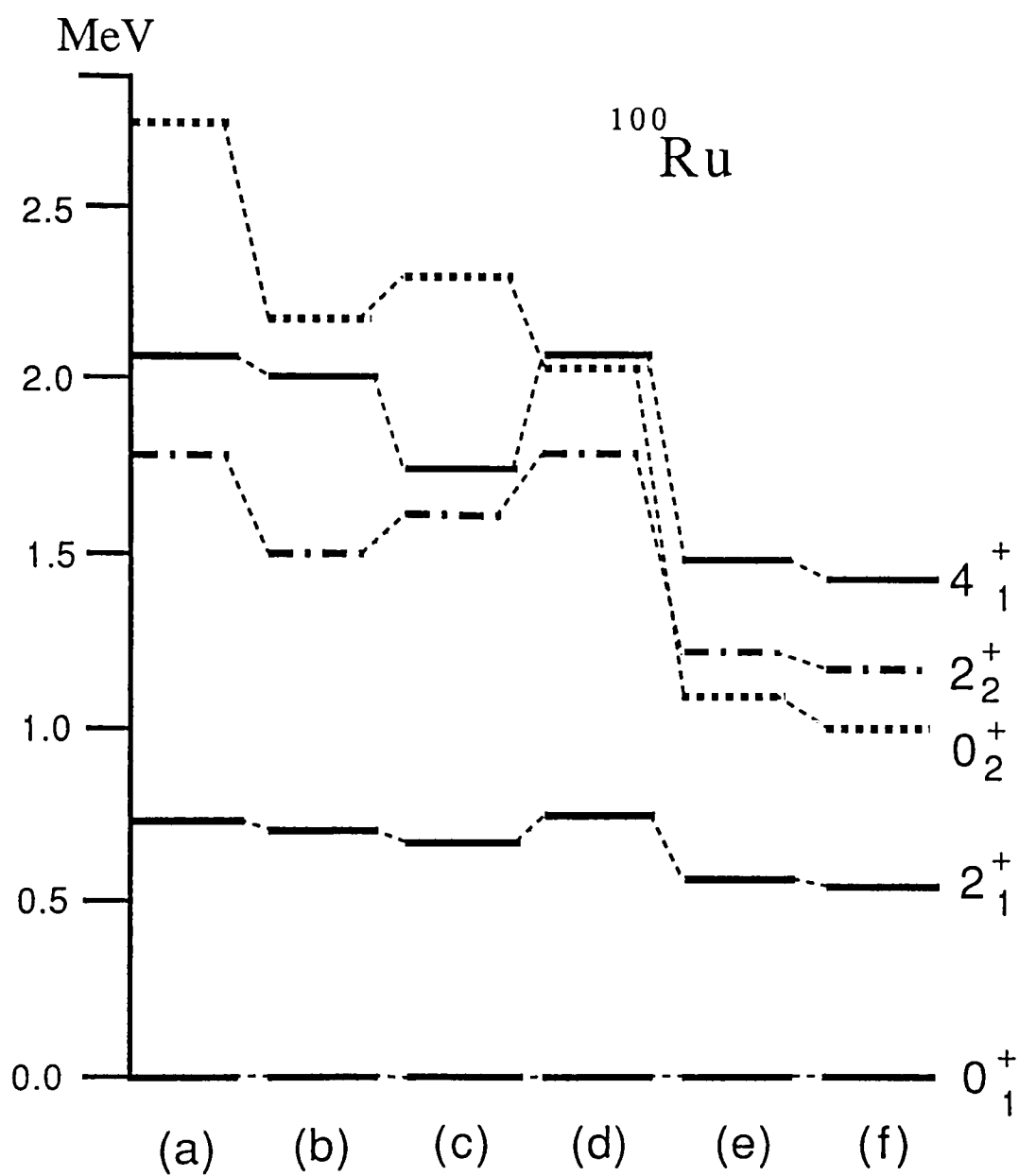
(b)



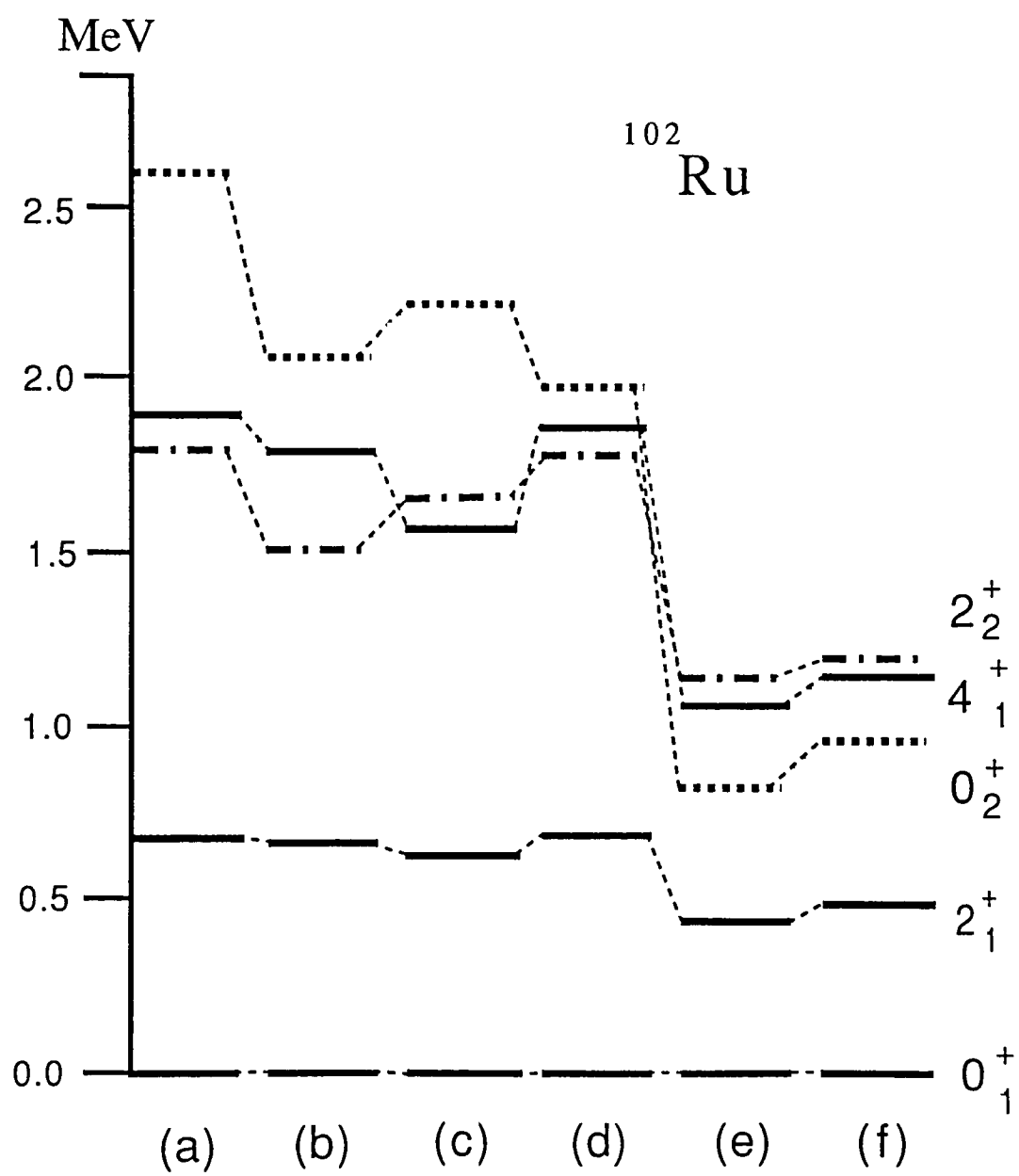
(c)

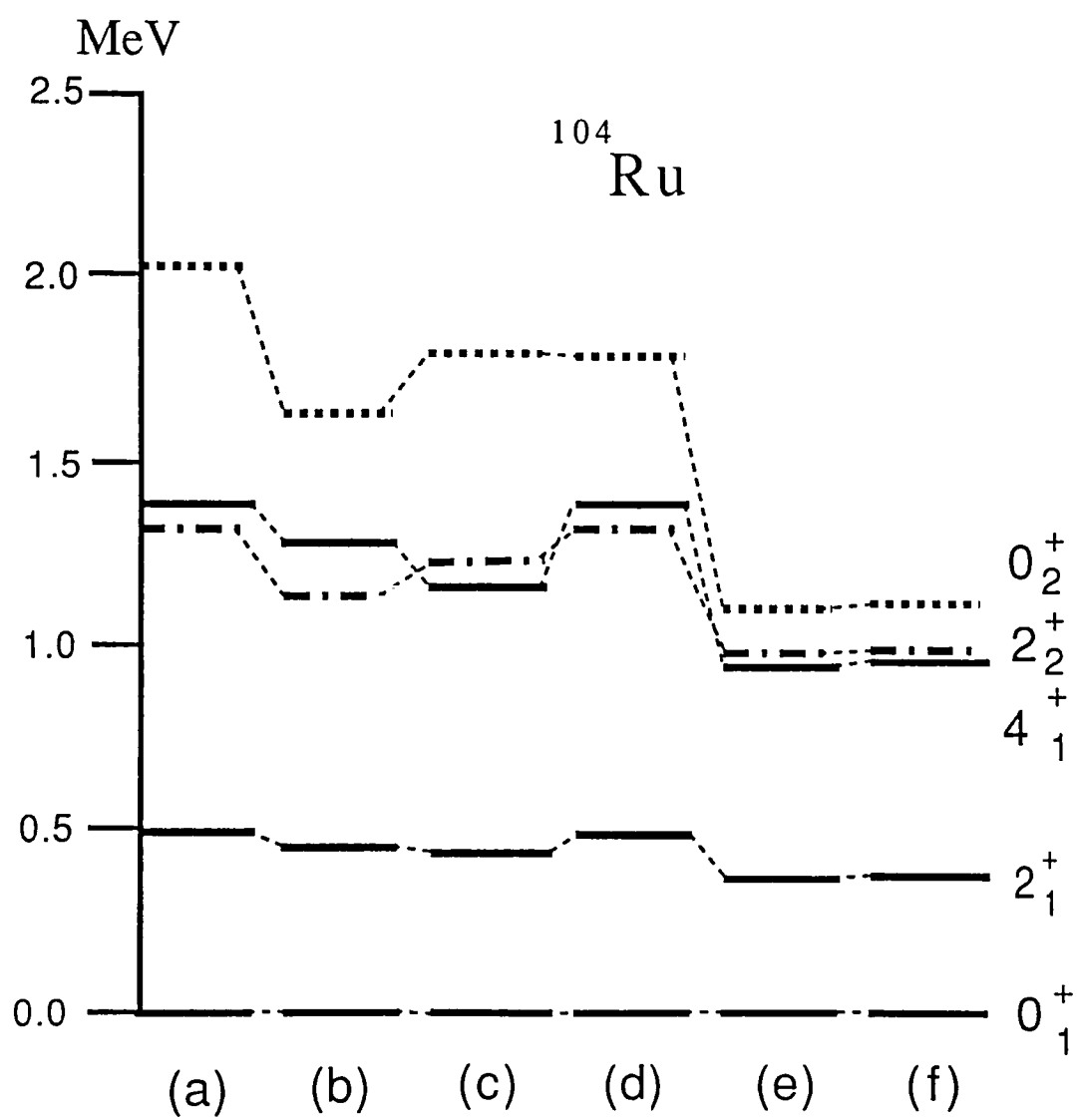


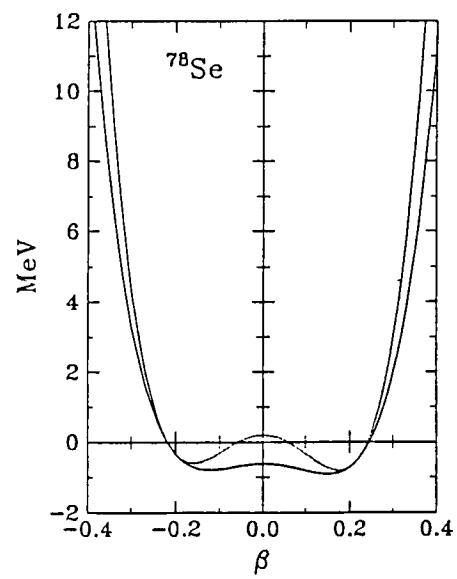
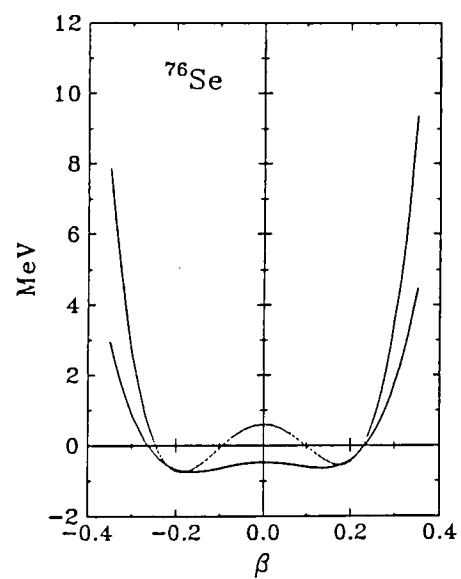
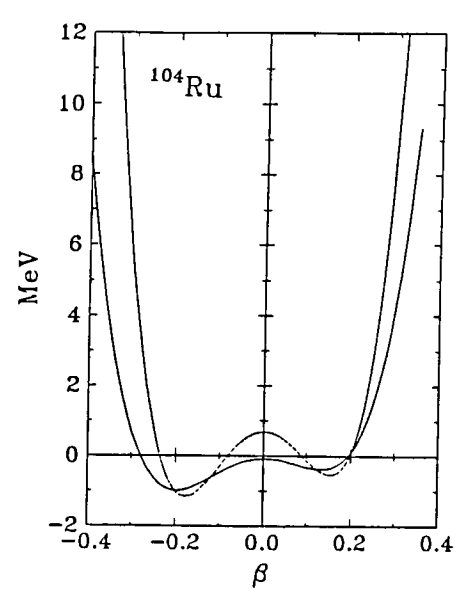
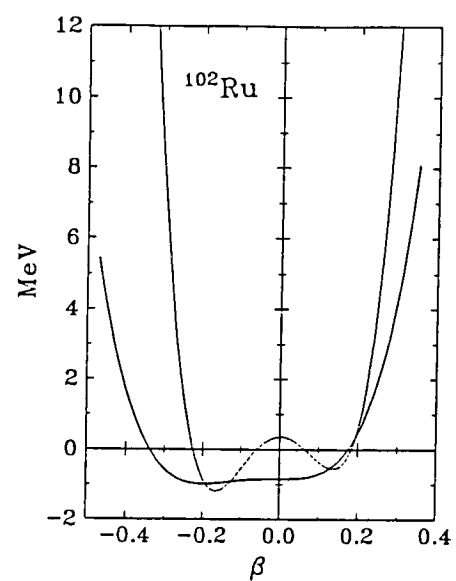
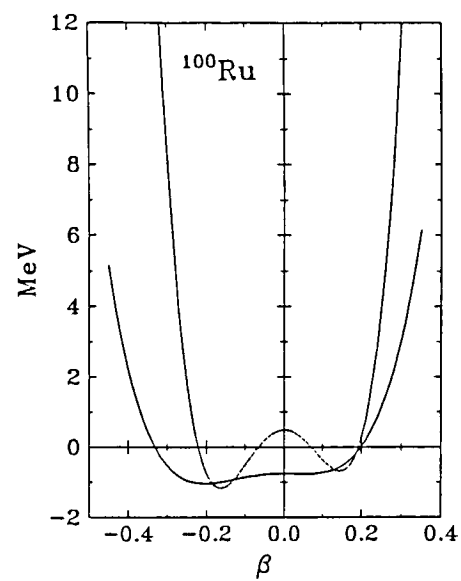




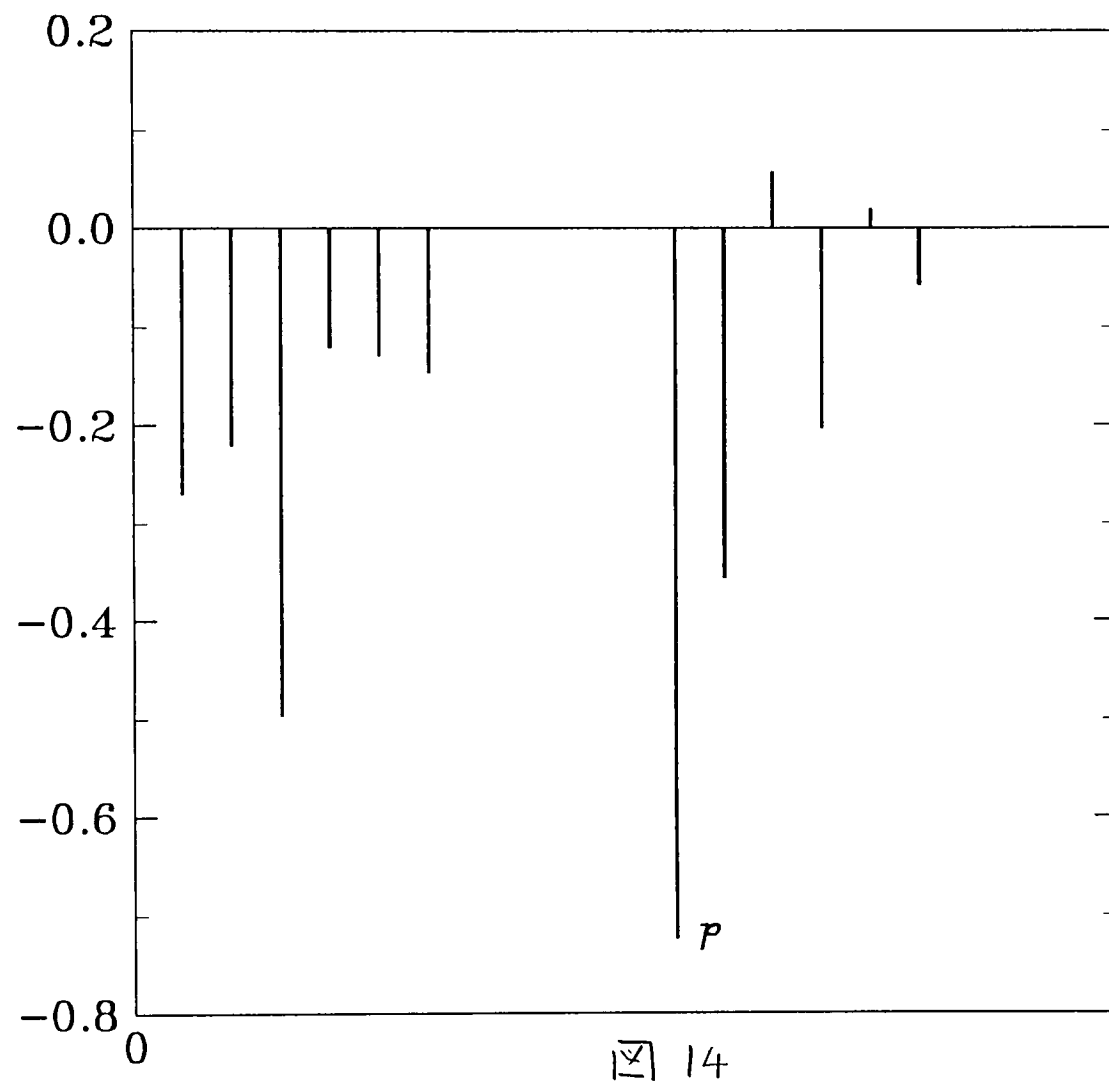




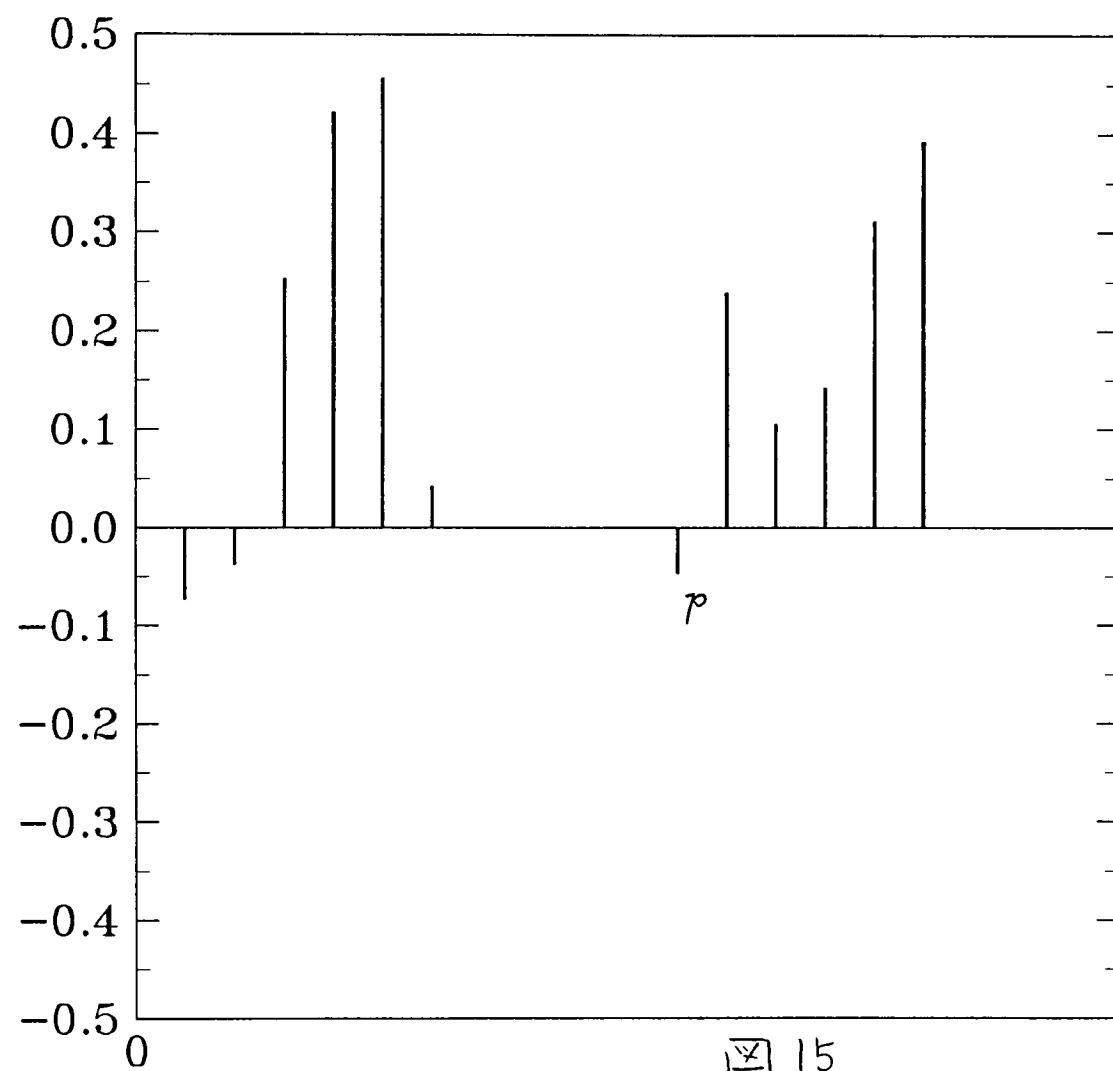




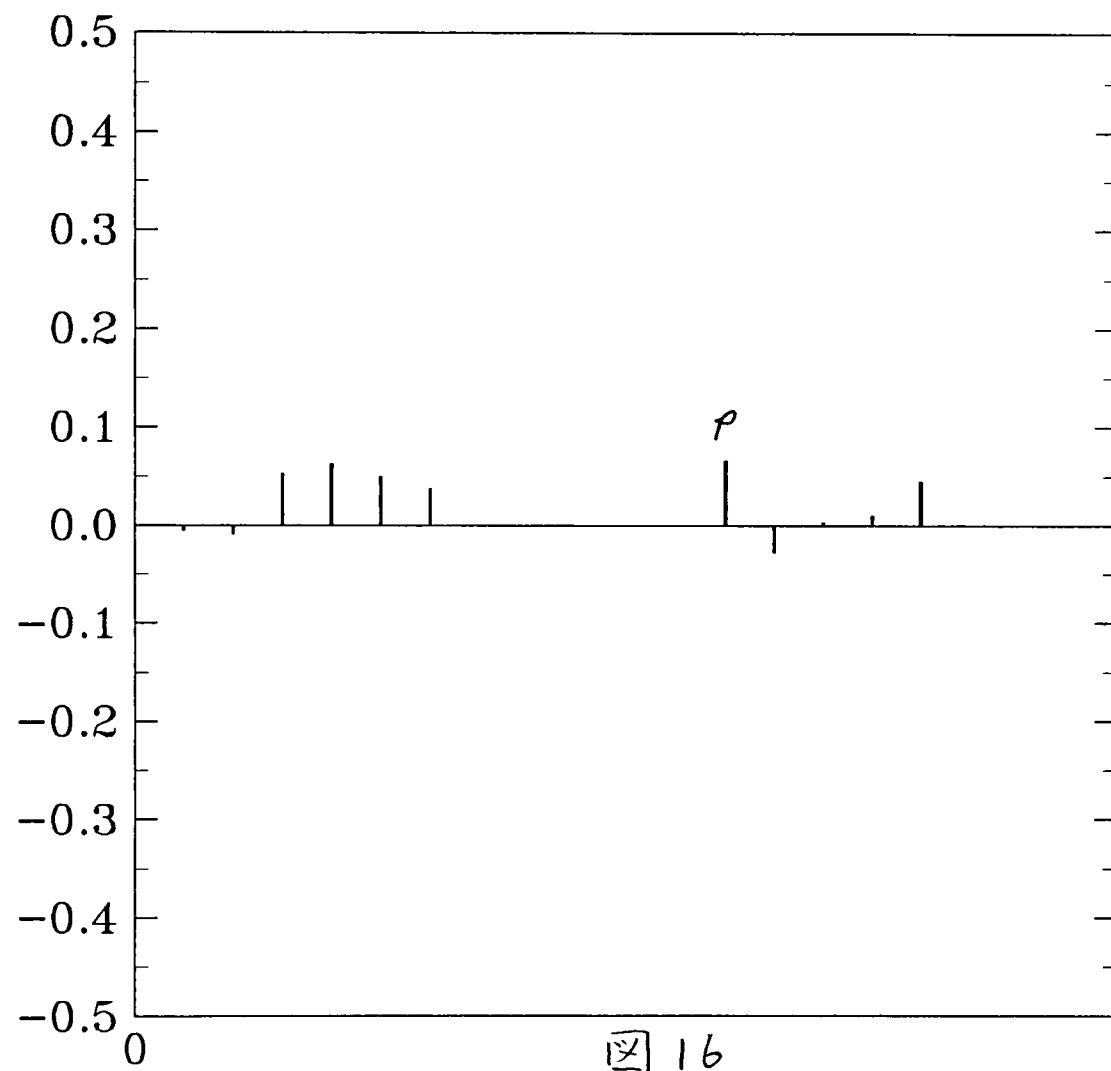
$^{76}\text{Se}$        $V(r_0;(\text{cc})_0)$



$^{76}\text{Se}$        $V(r_0(c;c)_0)$

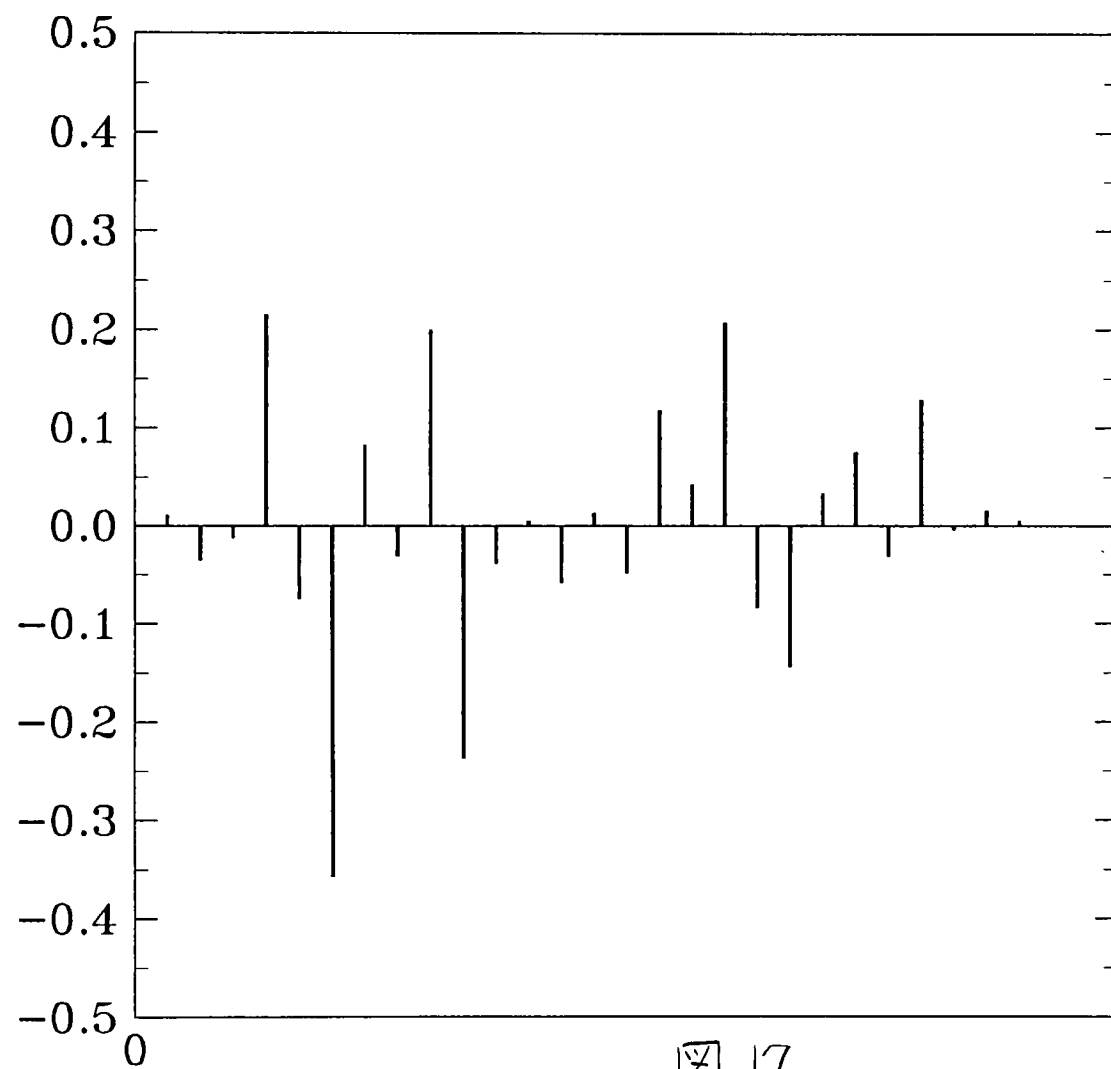


$^{76}\text{Se}$        $V(r_0(cc)_0;)$



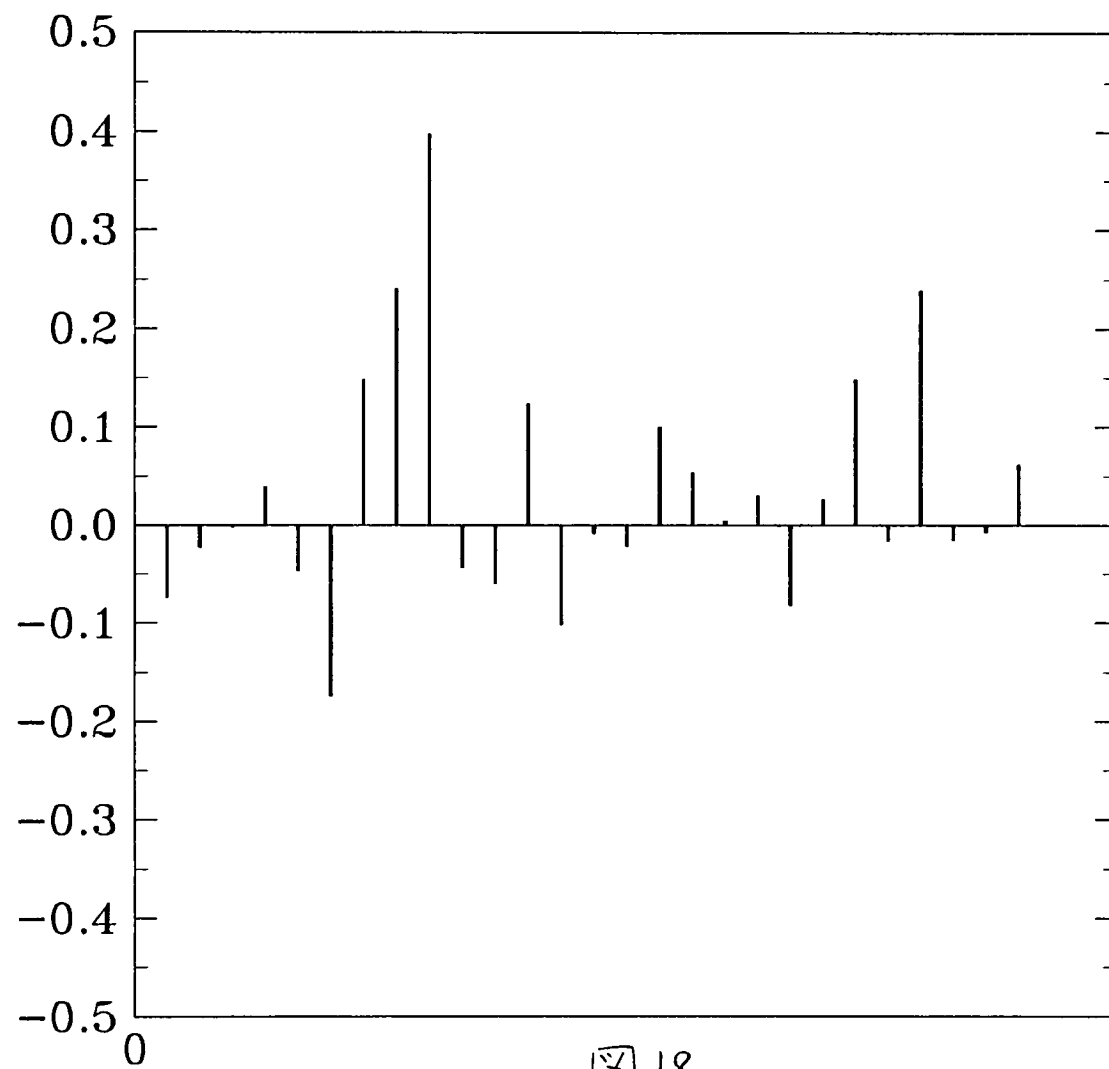
$^{76}\text{Se}$

$V(r_2;(\text{cc})_2)$



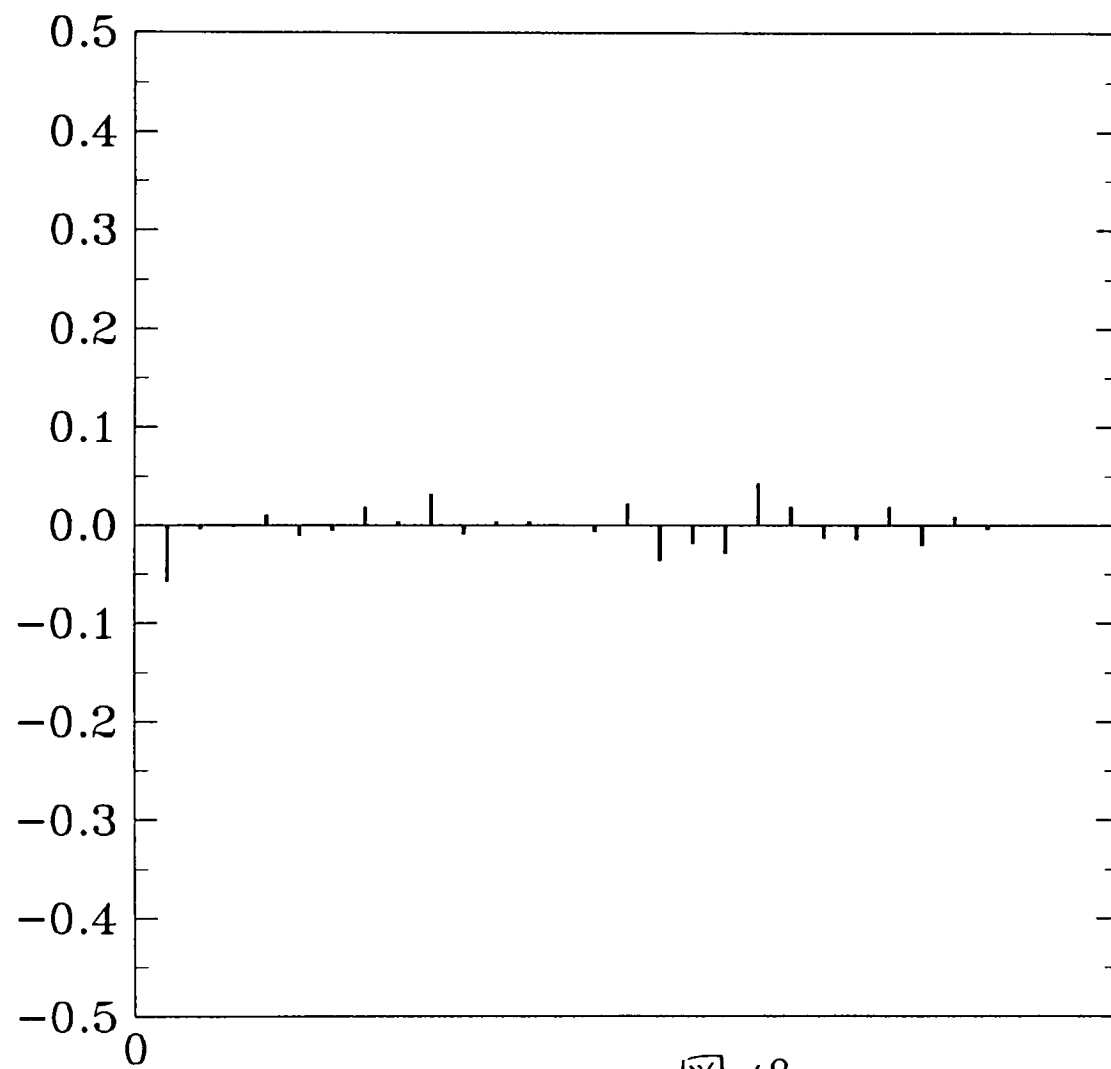
$^{76}\text{Se}$

$V(r_2(c;c)_2)$



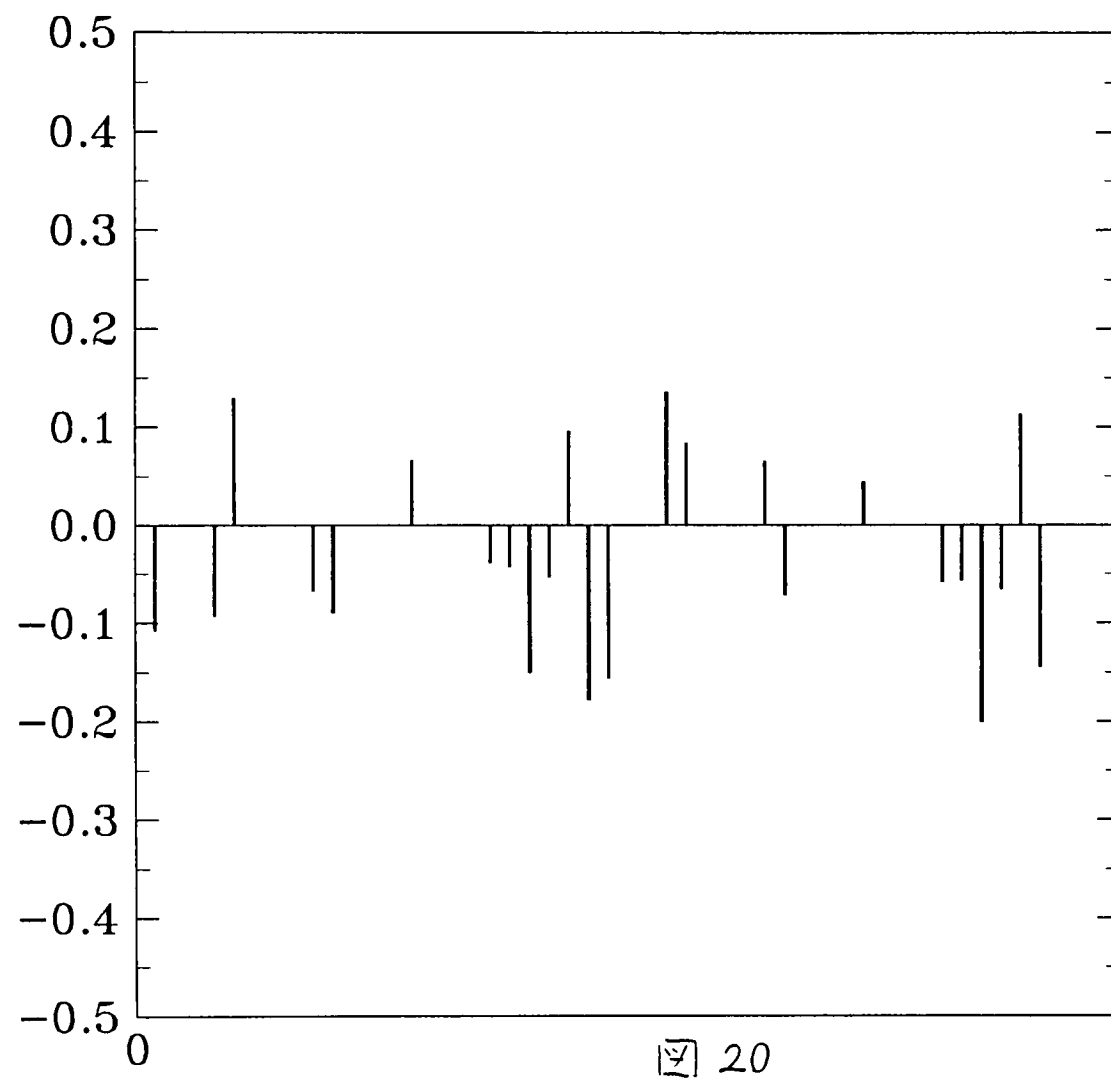


$^{76}\text{Se}$        $V(r2(cc)_2;)$

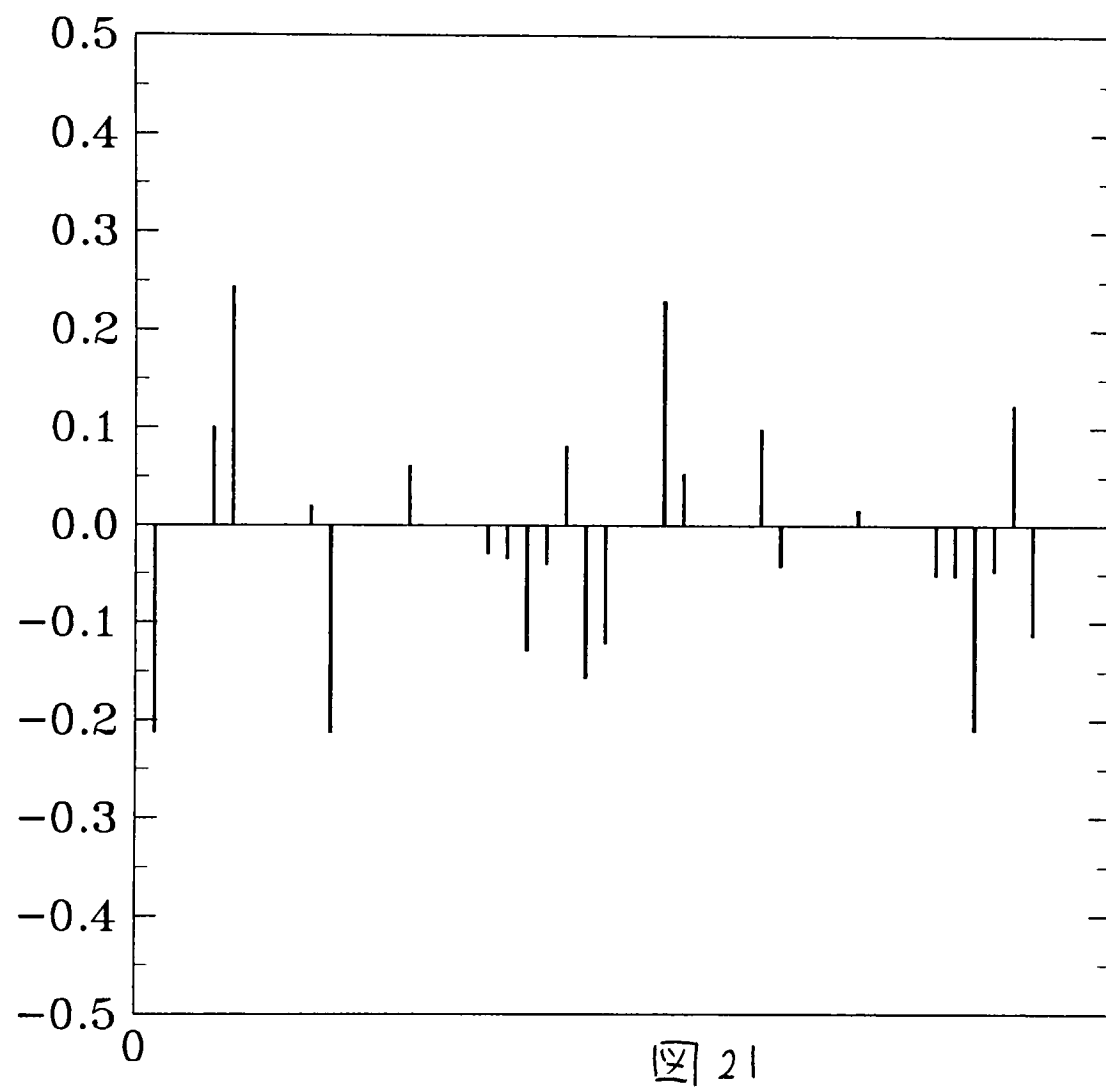


$\gamma$  19

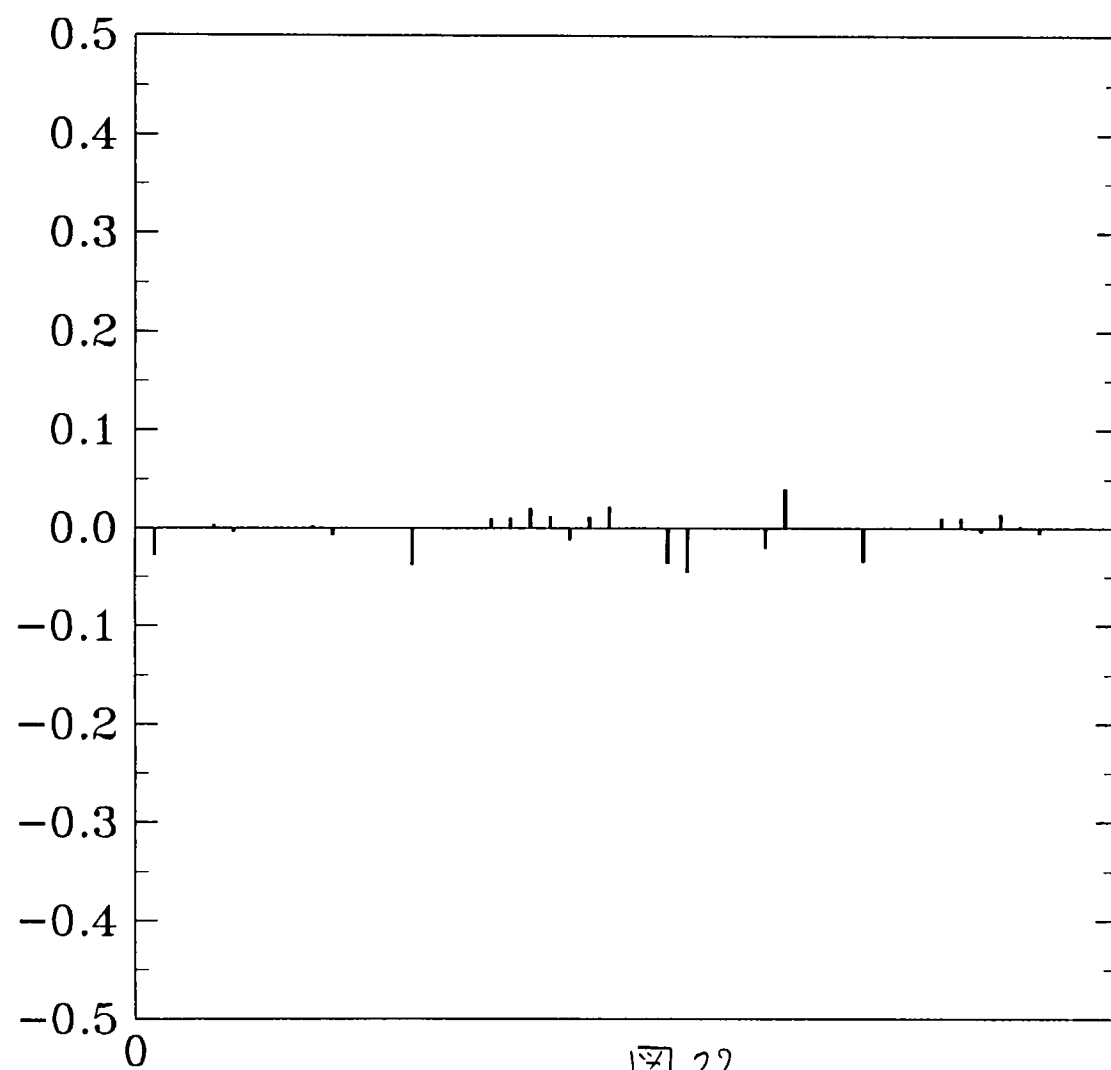
$^{76}\text{Se}$   $V(r4;(cc)_4)$



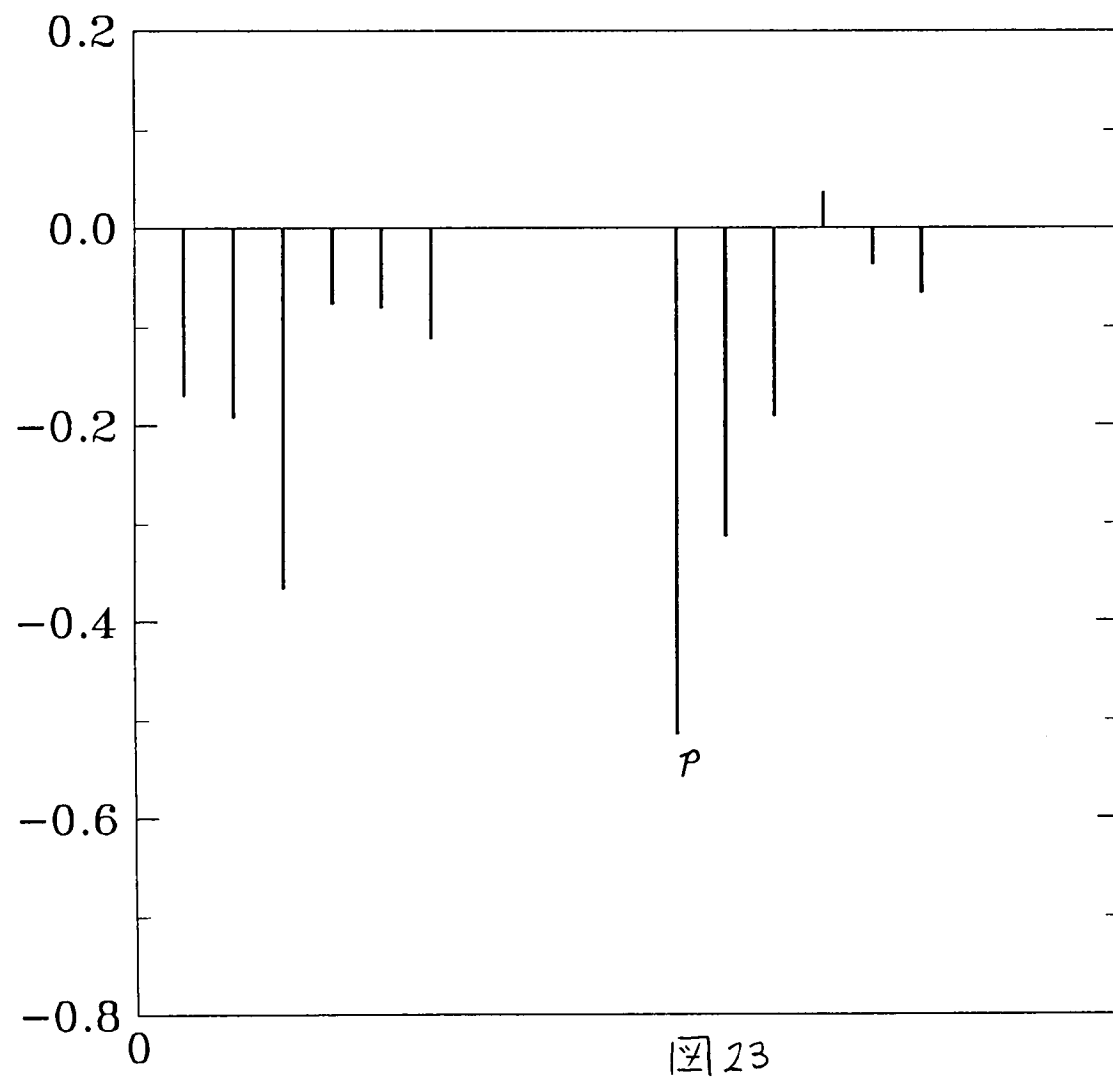
$^{76}\text{Se}$       $V(r4(c;c)_4)$



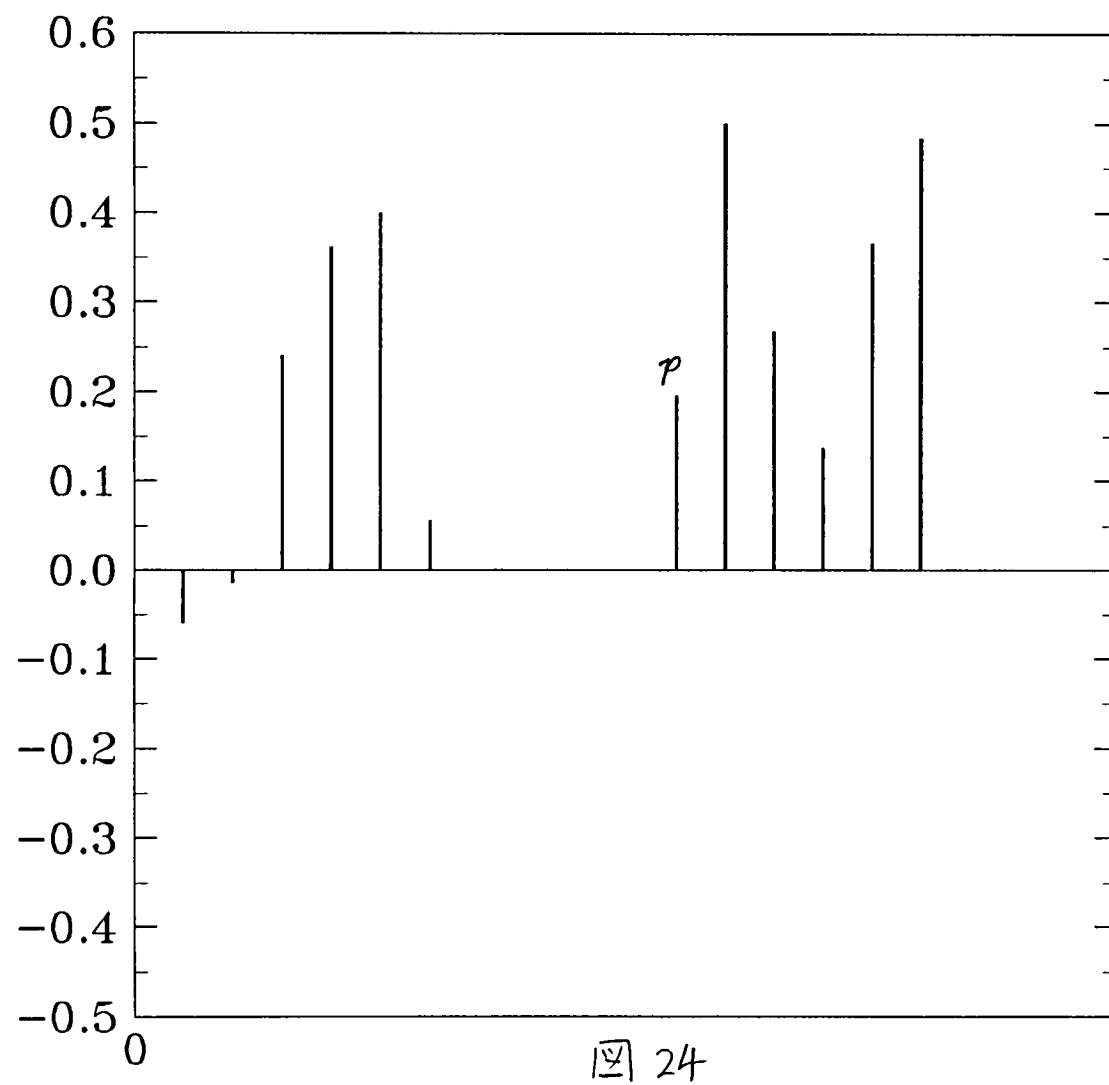
$^{76}\text{Se}$       $V(r4(cc)_4;)$



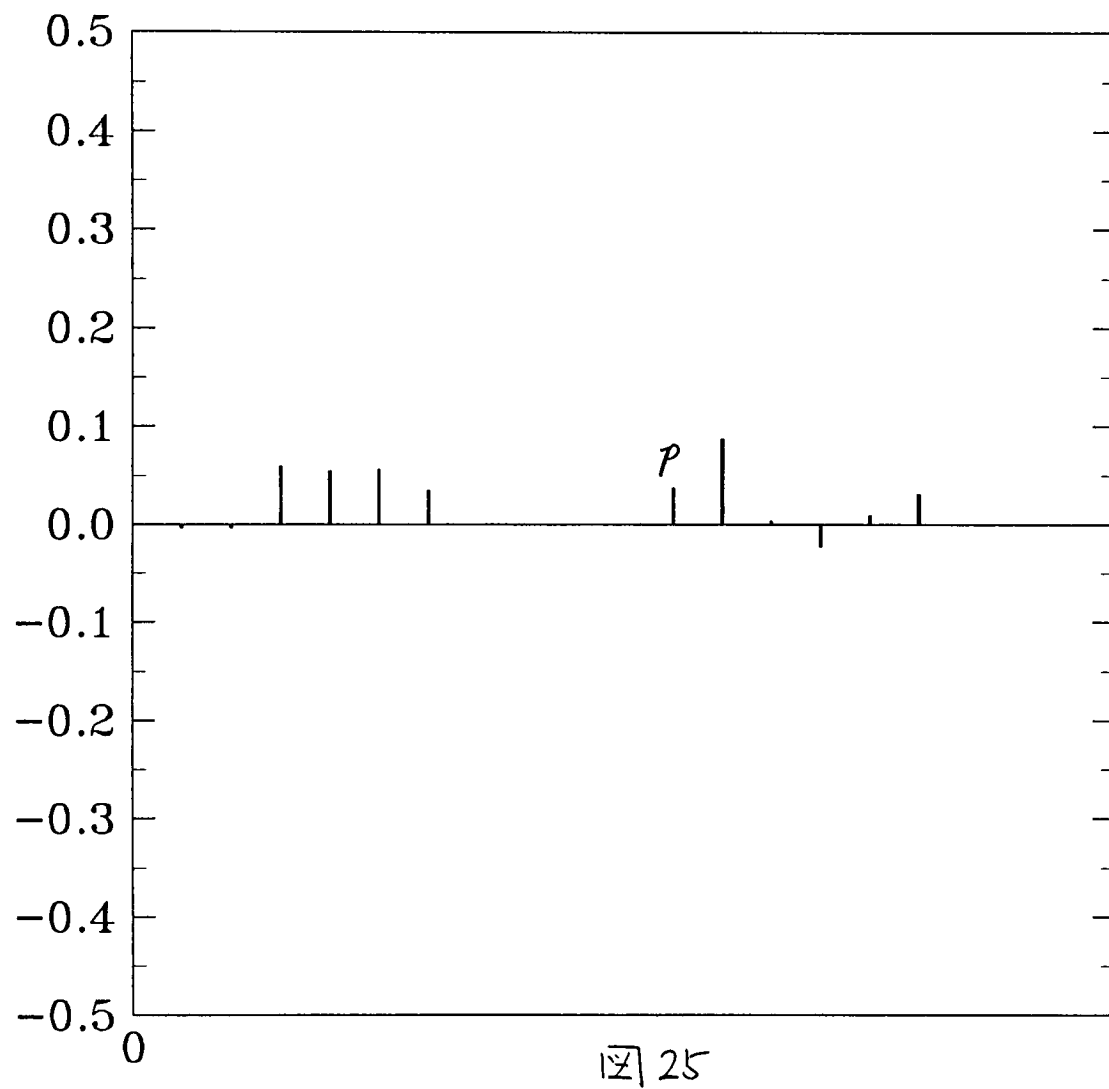
$^{78}\text{Se}$       $V(r_0;(\text{cc})_0)$



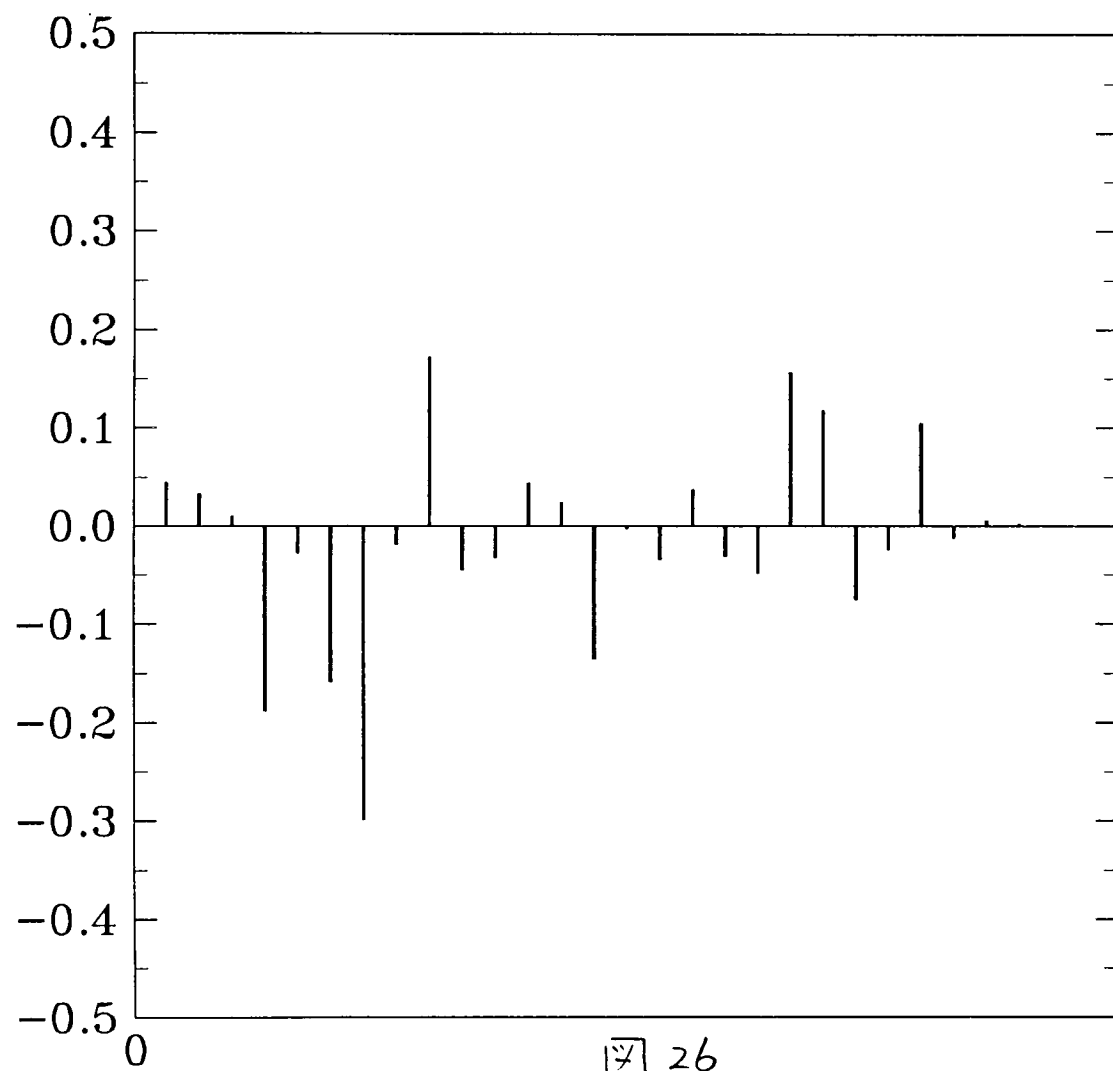
$^{78}\text{Se}$        $V(r_0(c;c)_0)$



$^{78}\text{Se}$        $V(r0(cc)_0;)$

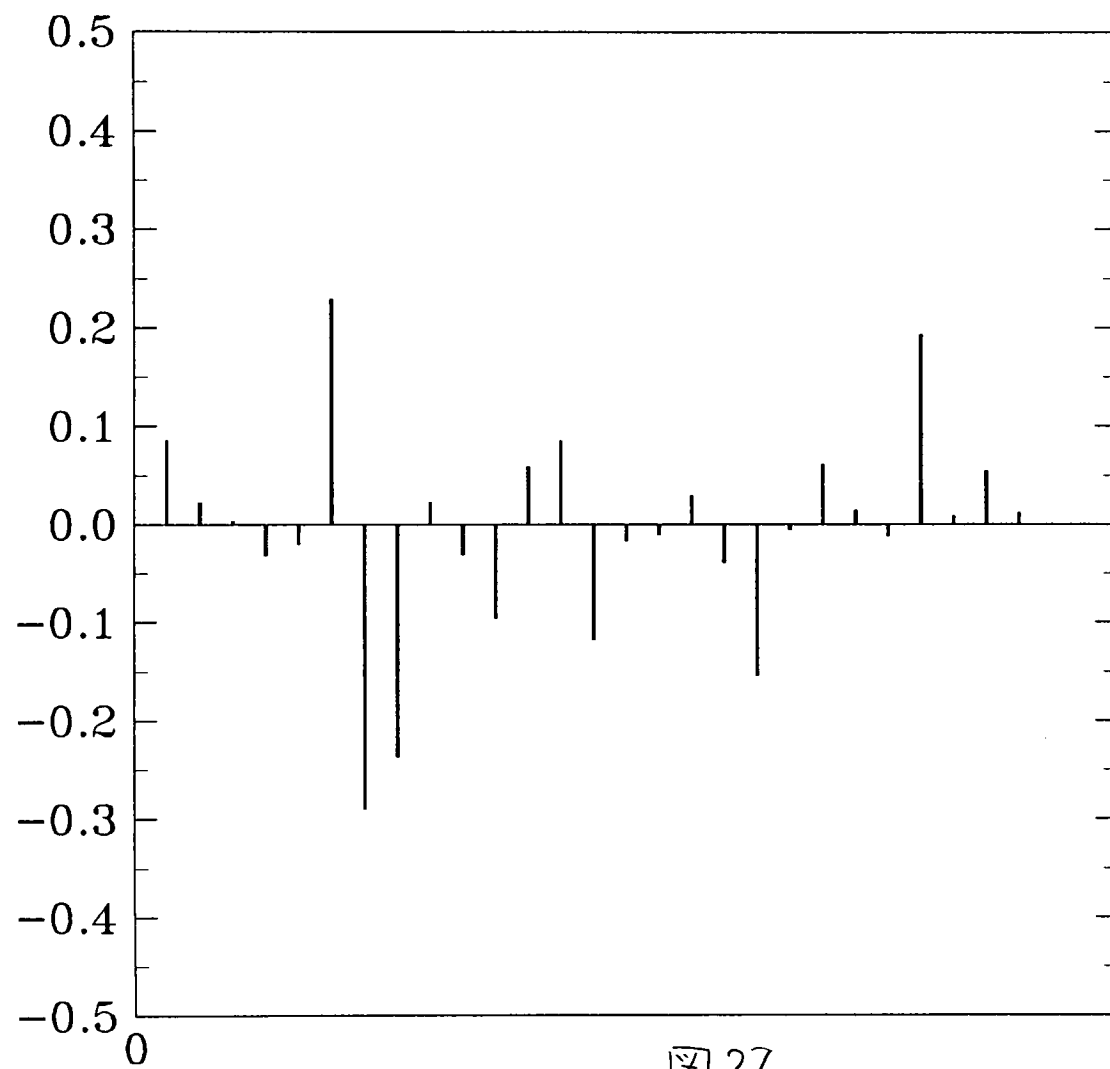


$^{78}\text{Se}$   $V(r_2;(\text{cc})_2)$

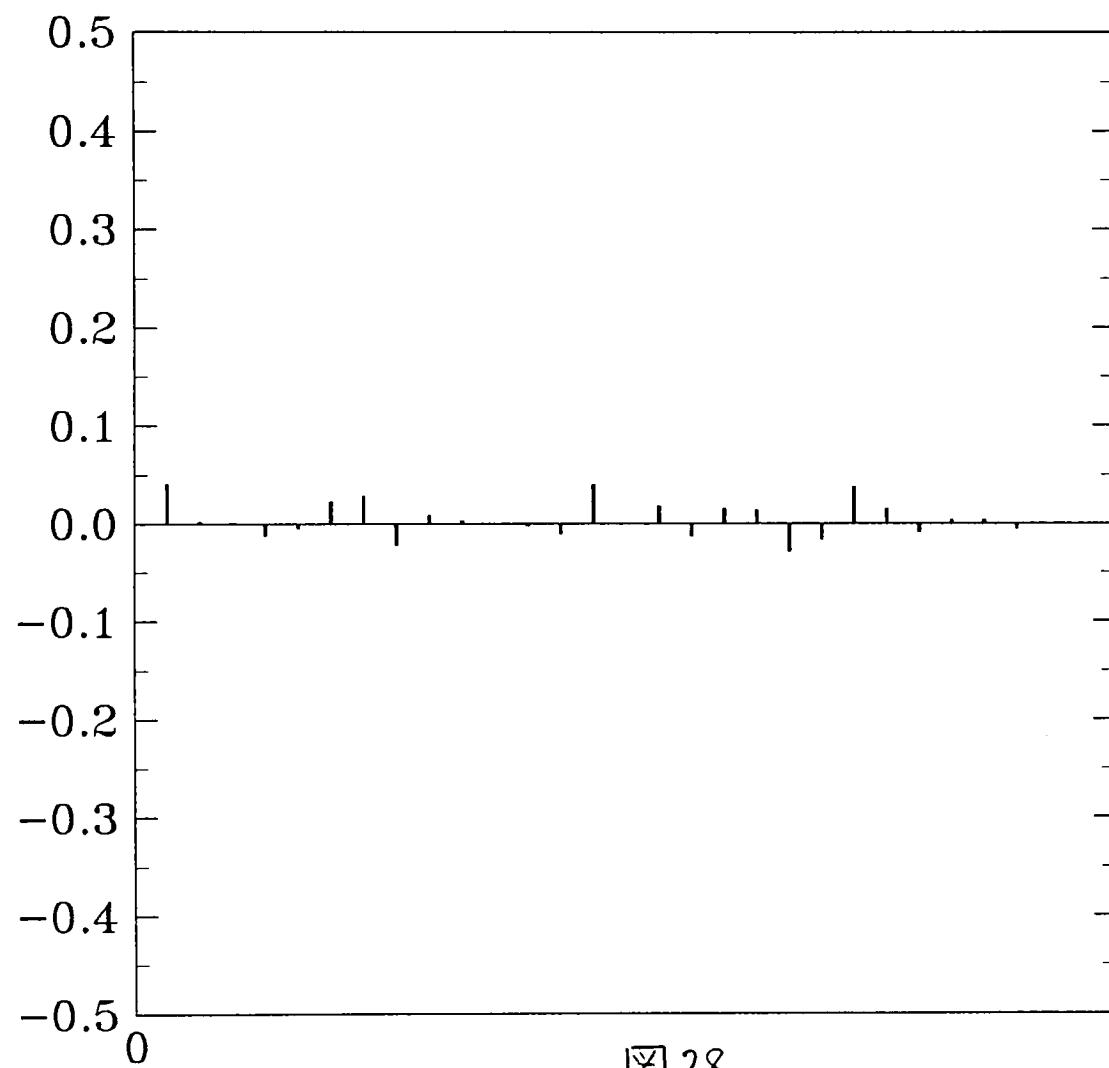




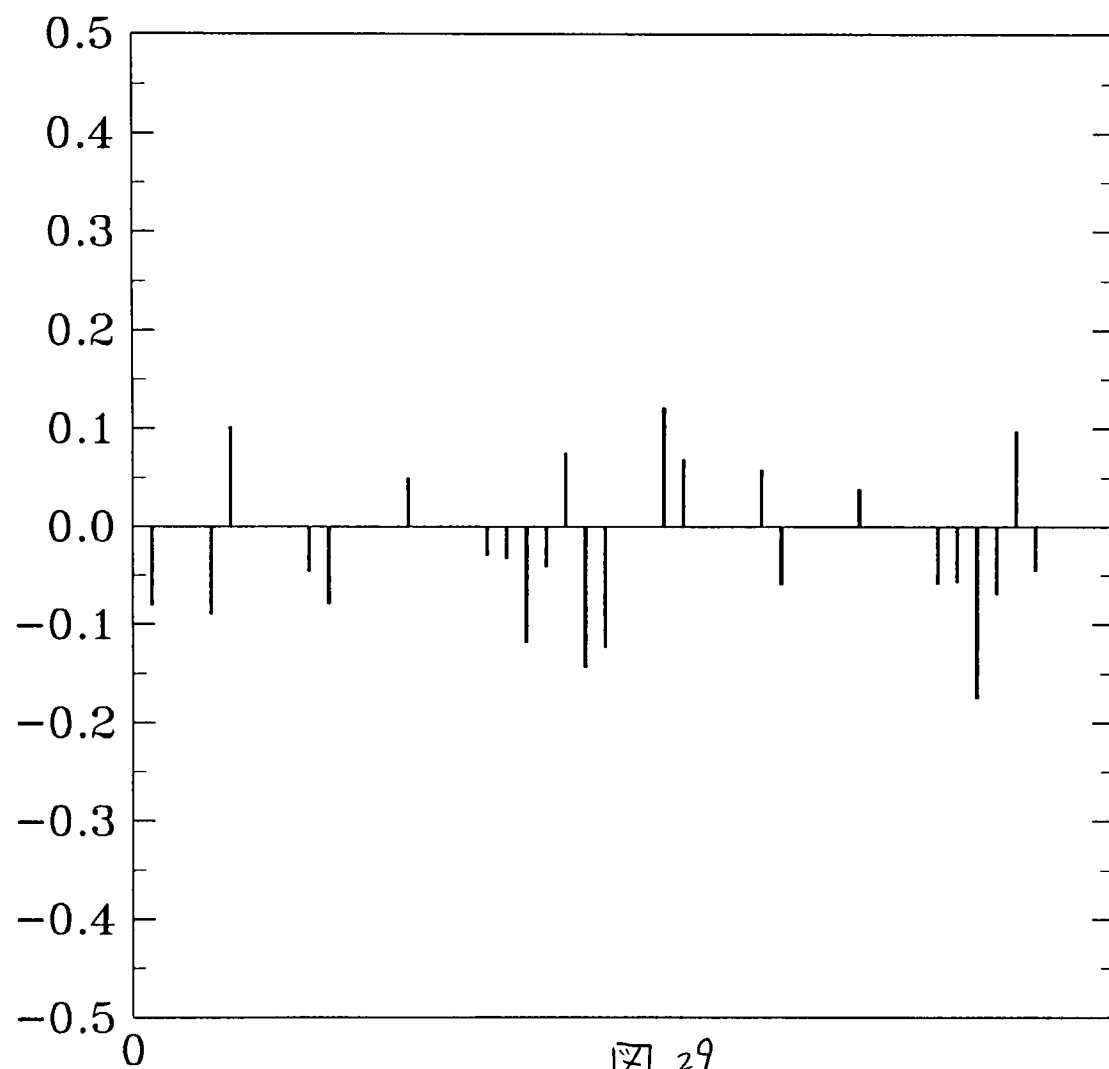
$^{78}\text{Se}$       $V(r_2(c;c)_2)$



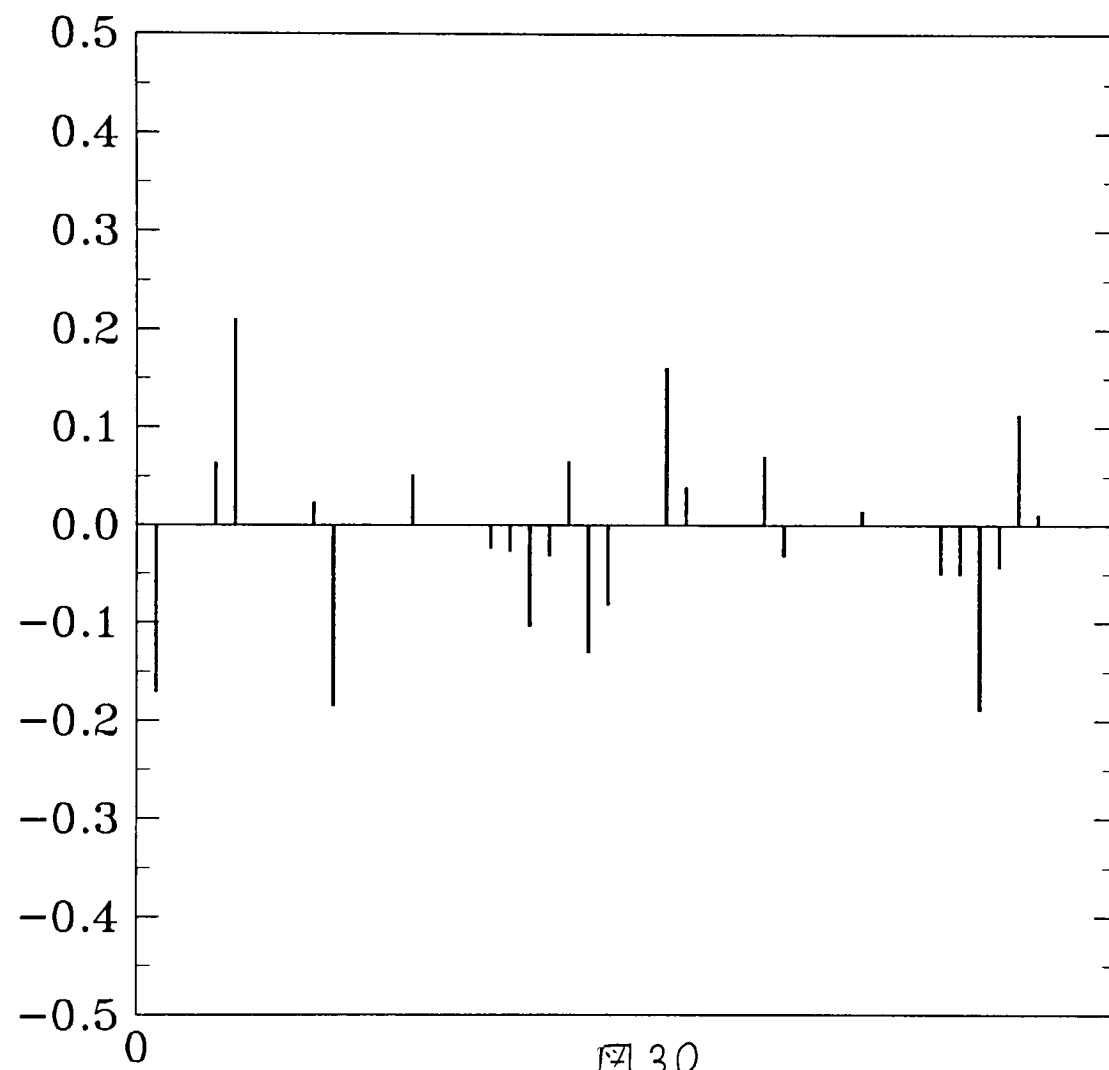
$^{78}\text{Se}$      $V(r_2(cc)_2;)$



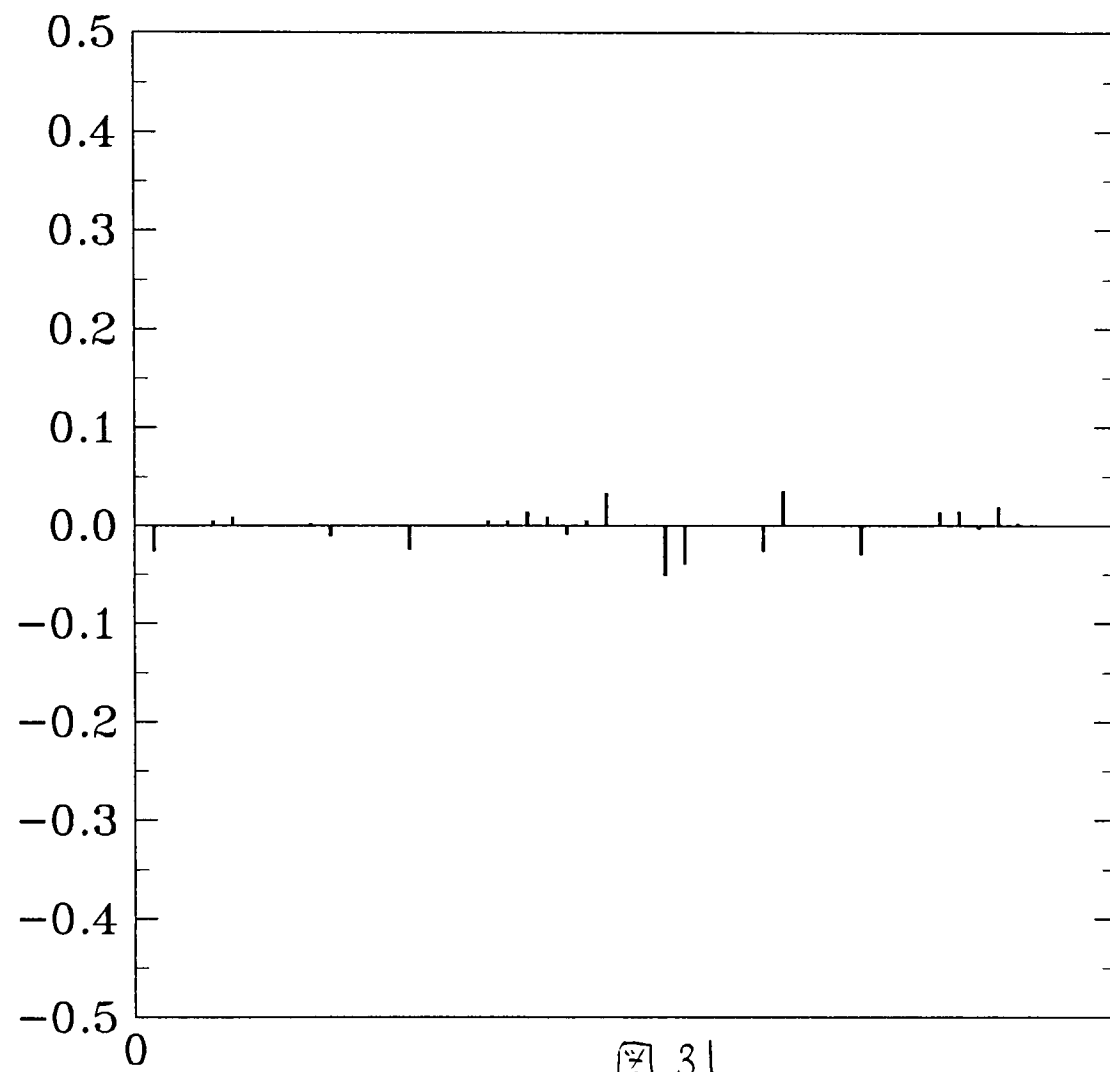
$^{78}\text{Se}$   $V(r4;(cc)_4)$



$^{78}\text{Se}$   $V(r4(c;c)_4)$

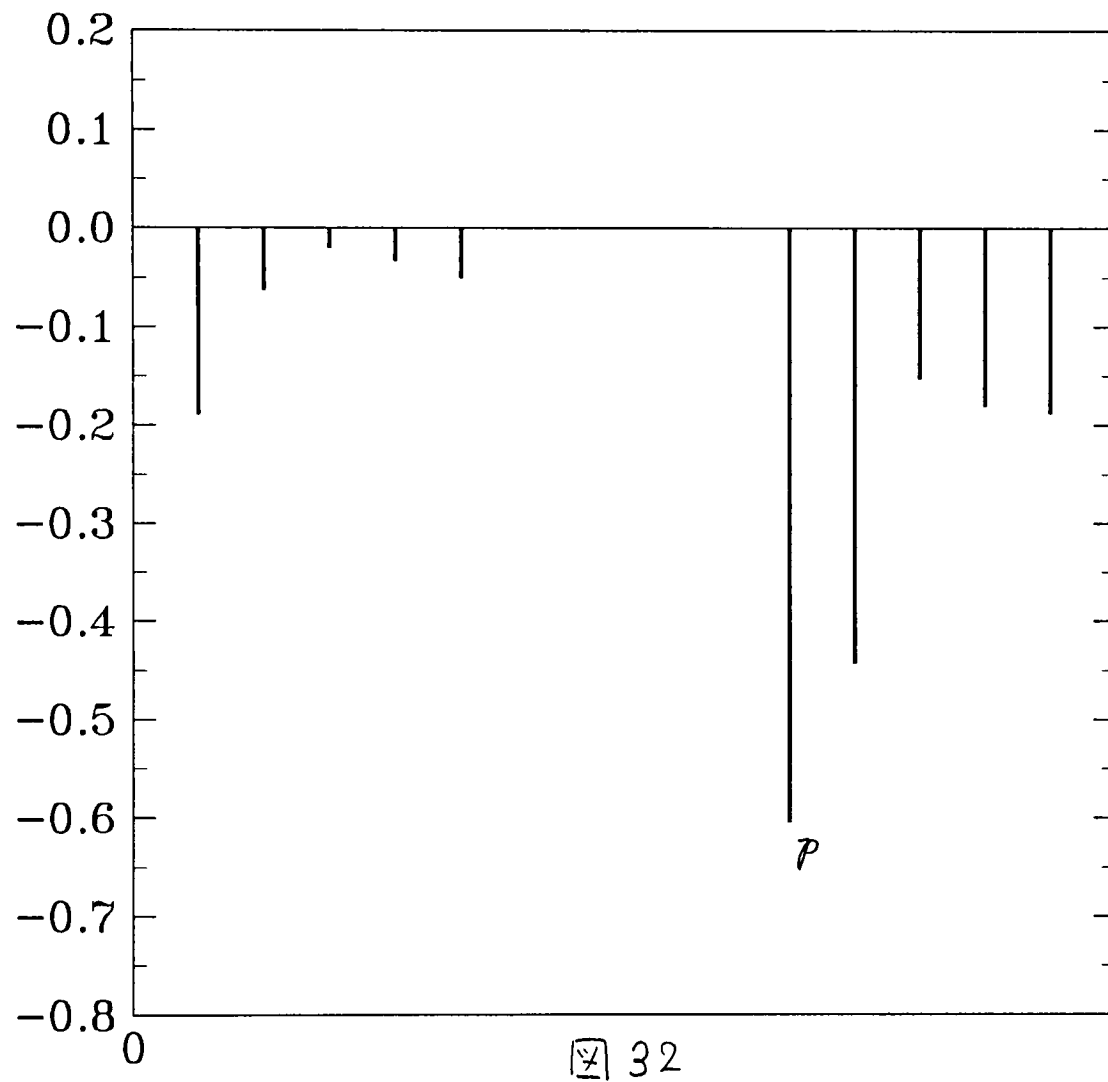


$^{78}\text{Se}$        $V(r4(cc)_4;)$

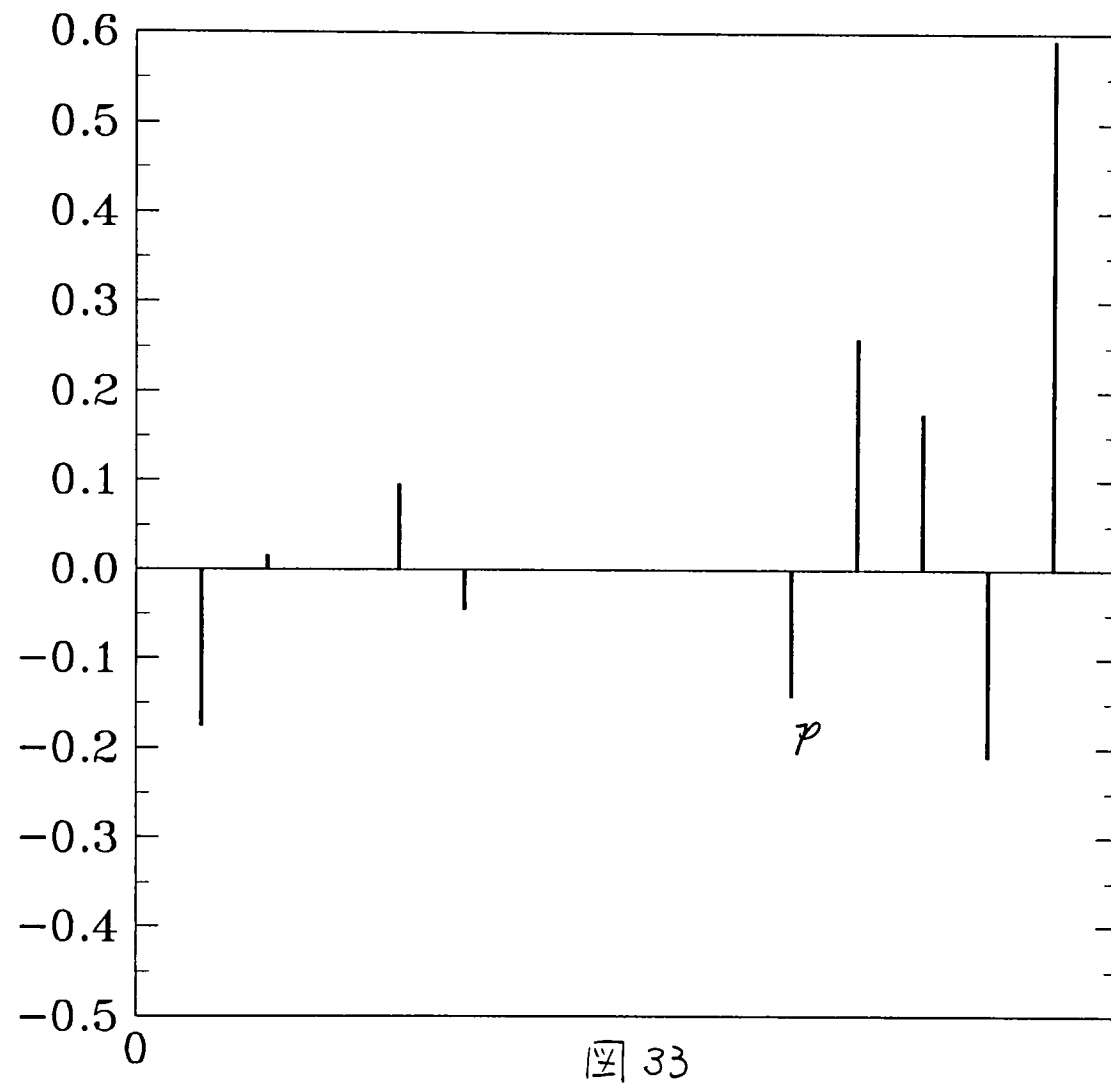


$^{100}\text{Ru}$

$V(r_0; (cc)_0)$

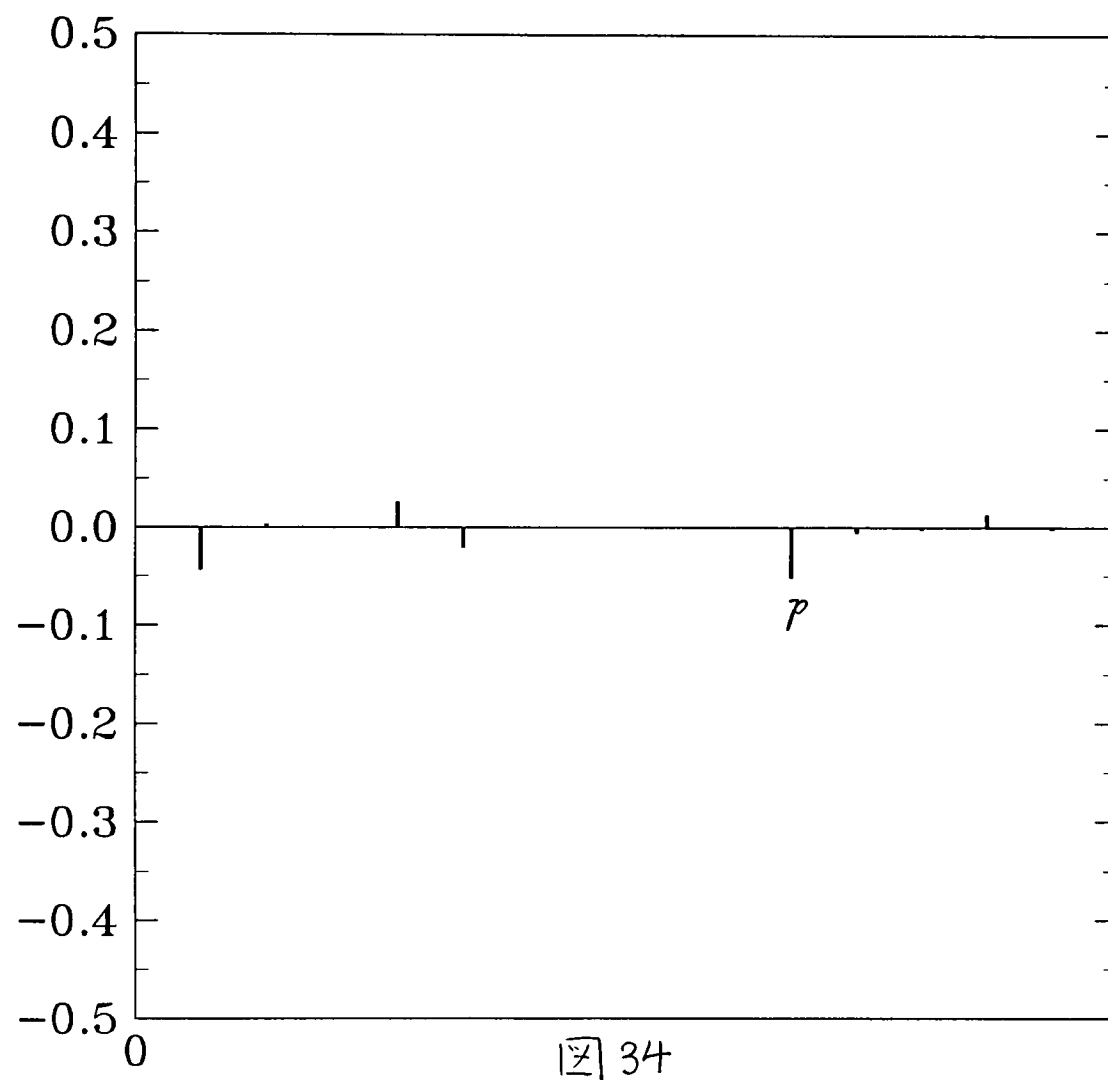


$^{100}\text{Ru}$        $V(r_0(c;c)_0)$



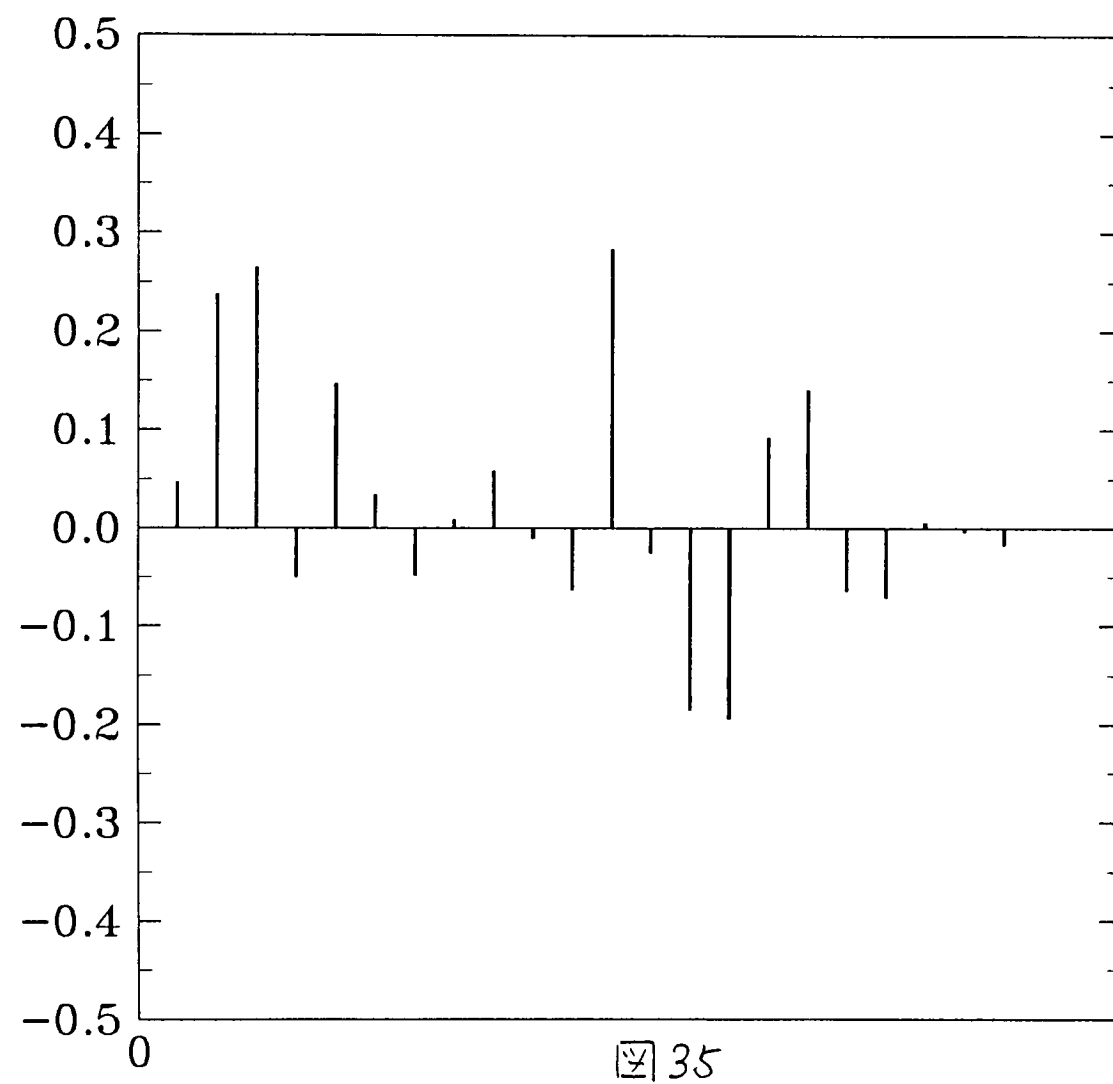
$^{100}\text{Ru}$

$V(r0(cc)_0;)$

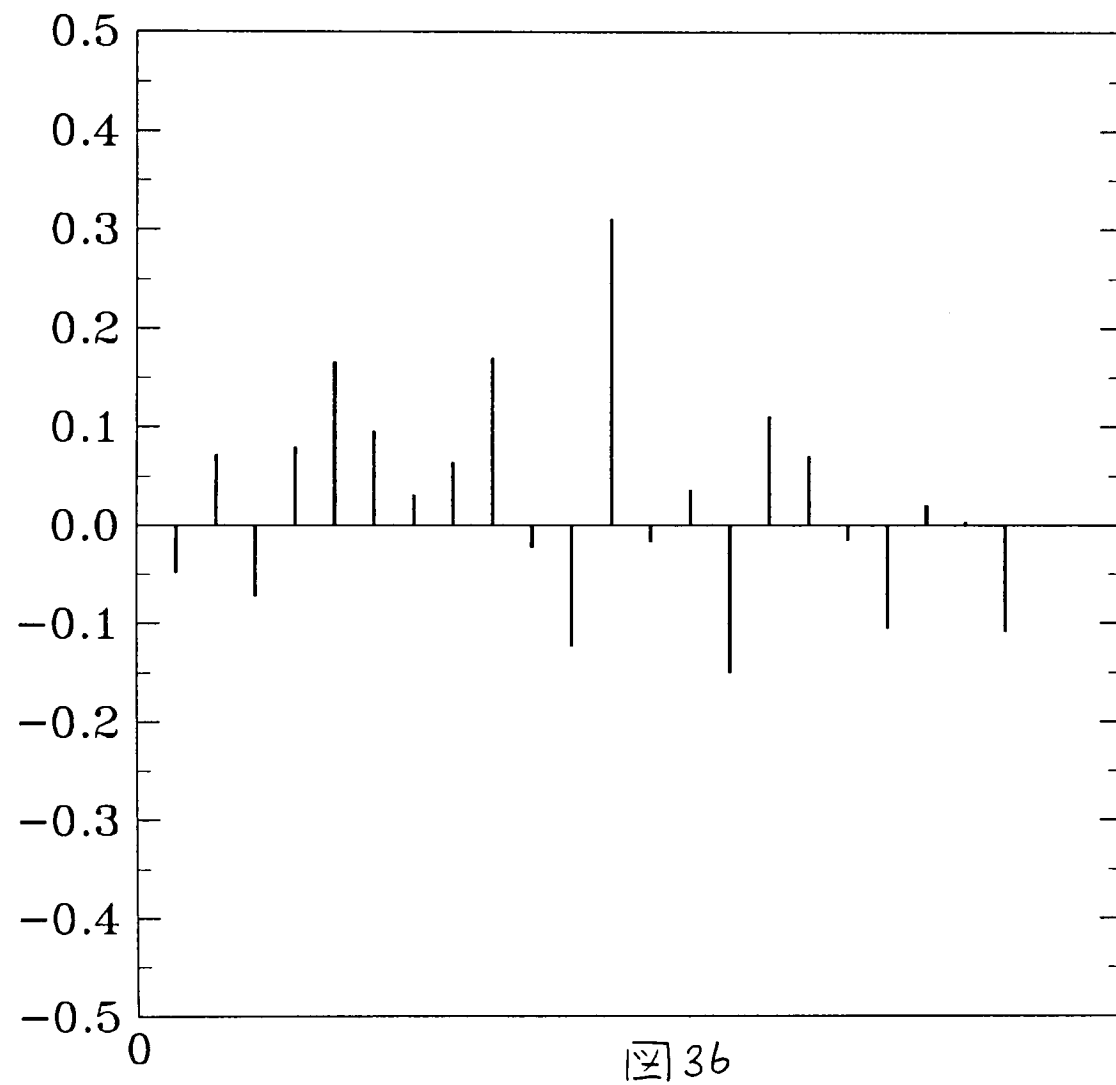




$^{100}\text{Ru}$        $V(r_2;(\text{cc})_2)$

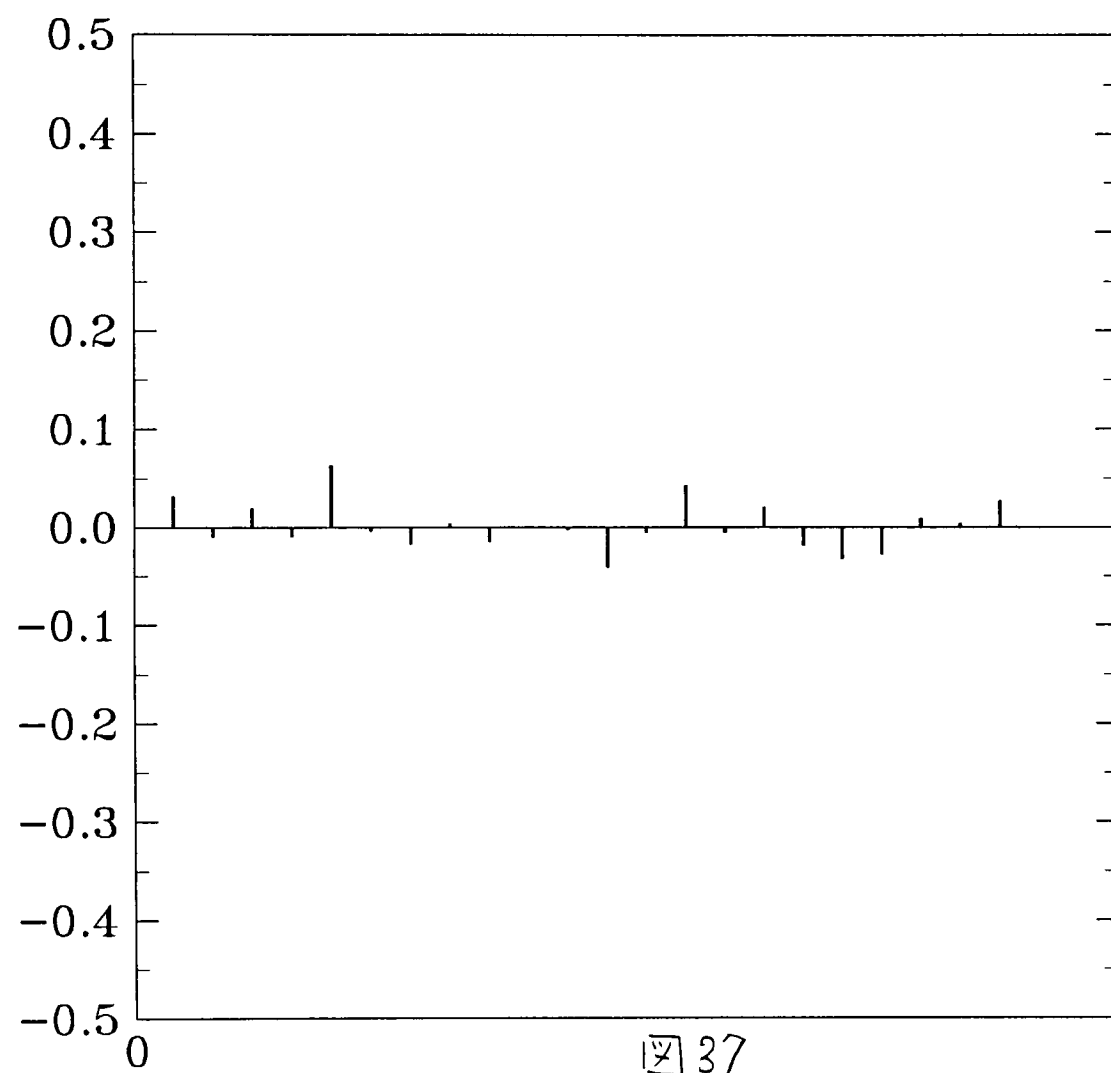


$^{100}\text{Ru}$        $V(r_2(c;c)_2)$



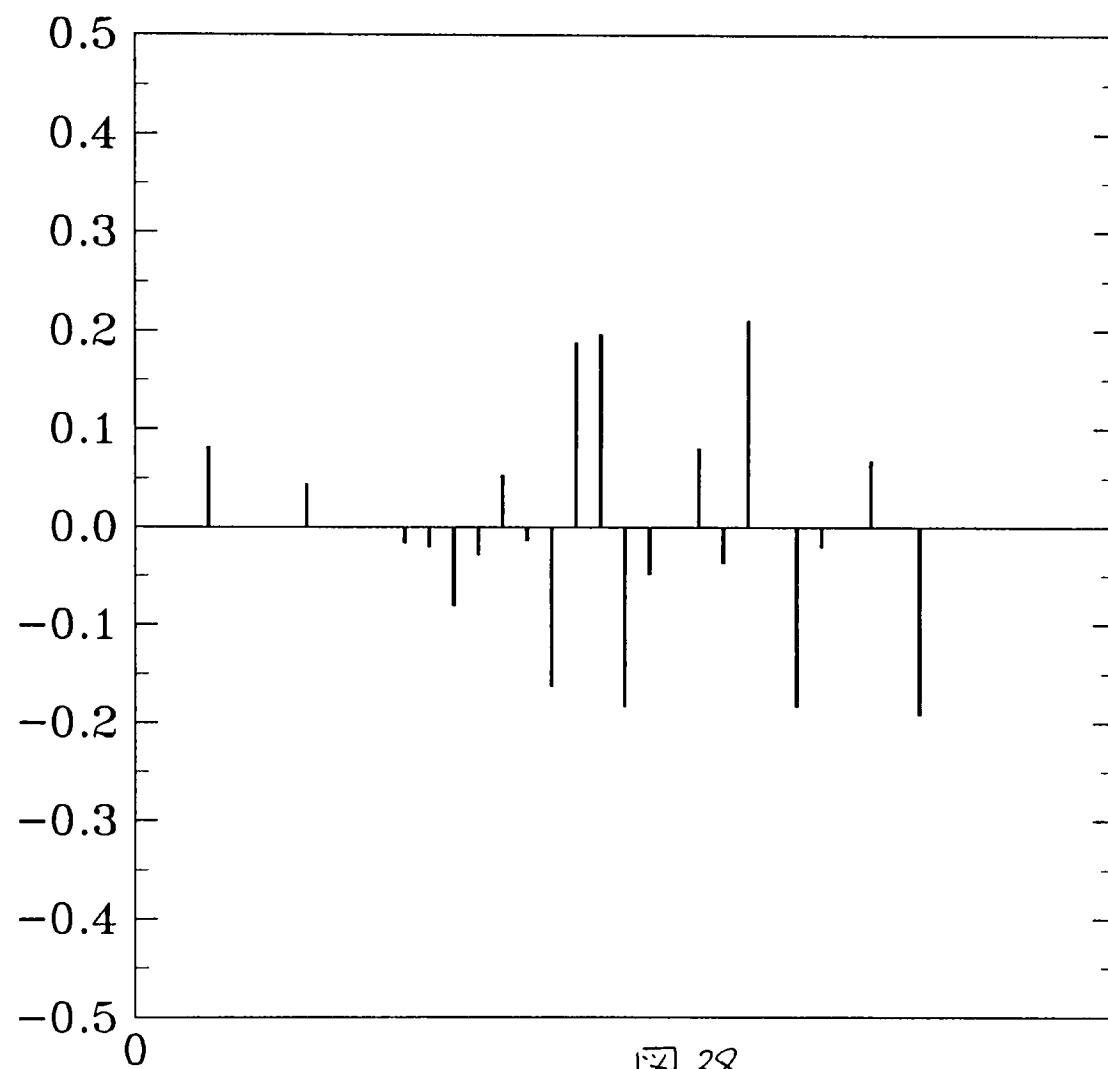
$^{100}\text{Ru}$

$V(r2(cc)_2;)$



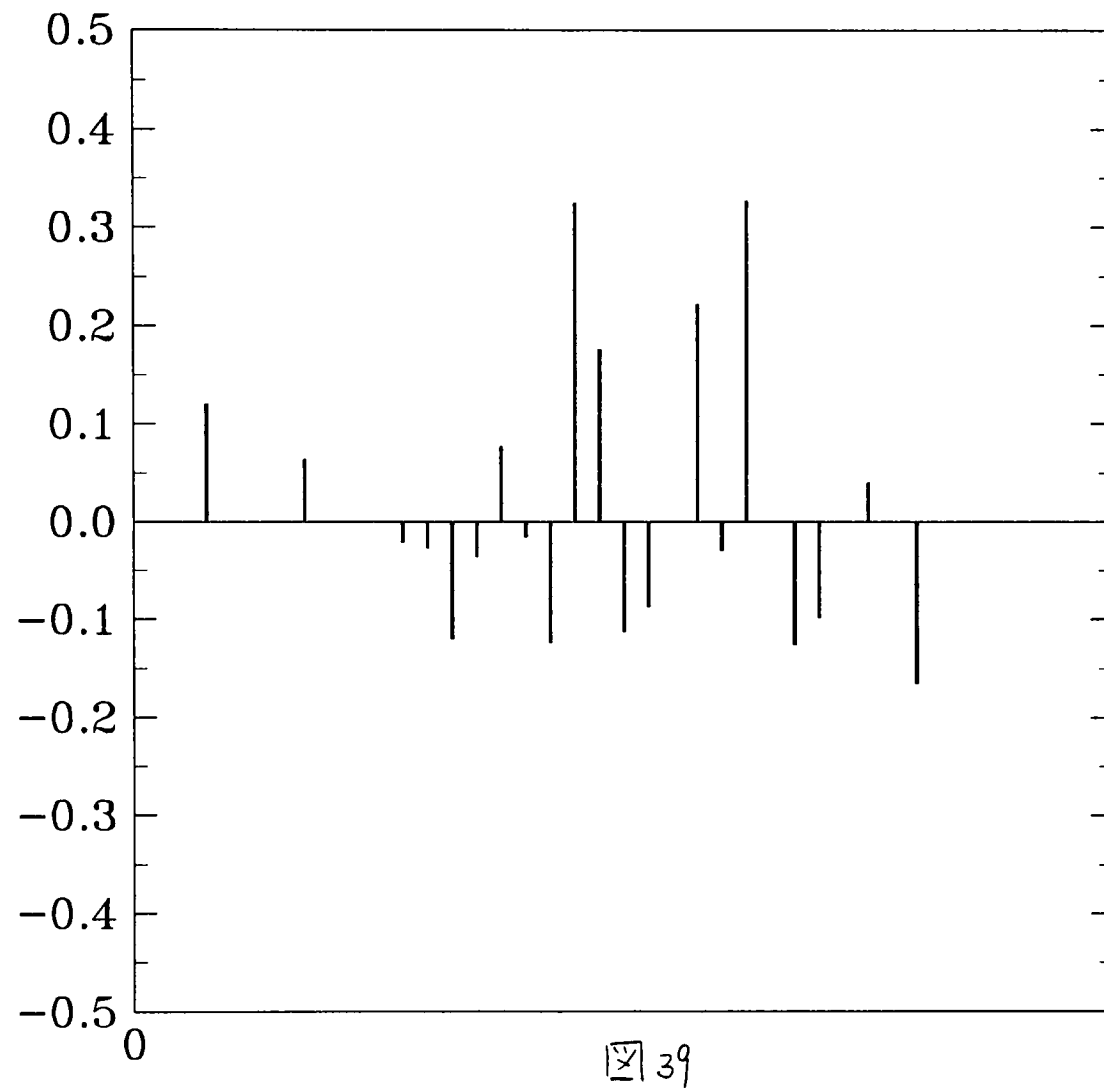
$^{100}\text{Ru}$

$V(r4;(cc)_4)$

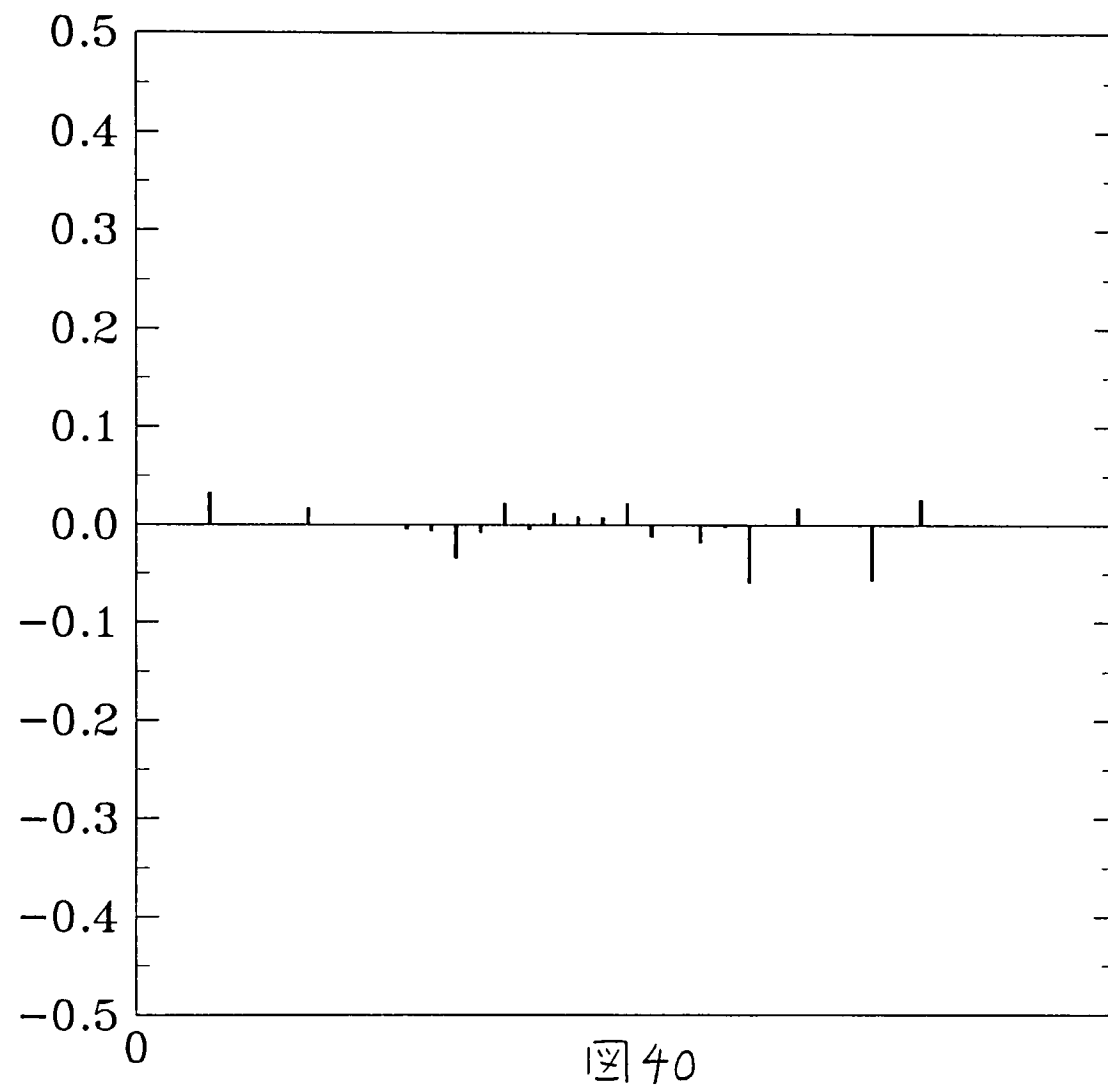


$^{100}\text{Ru}$

$V(r4(c;c)_4)$

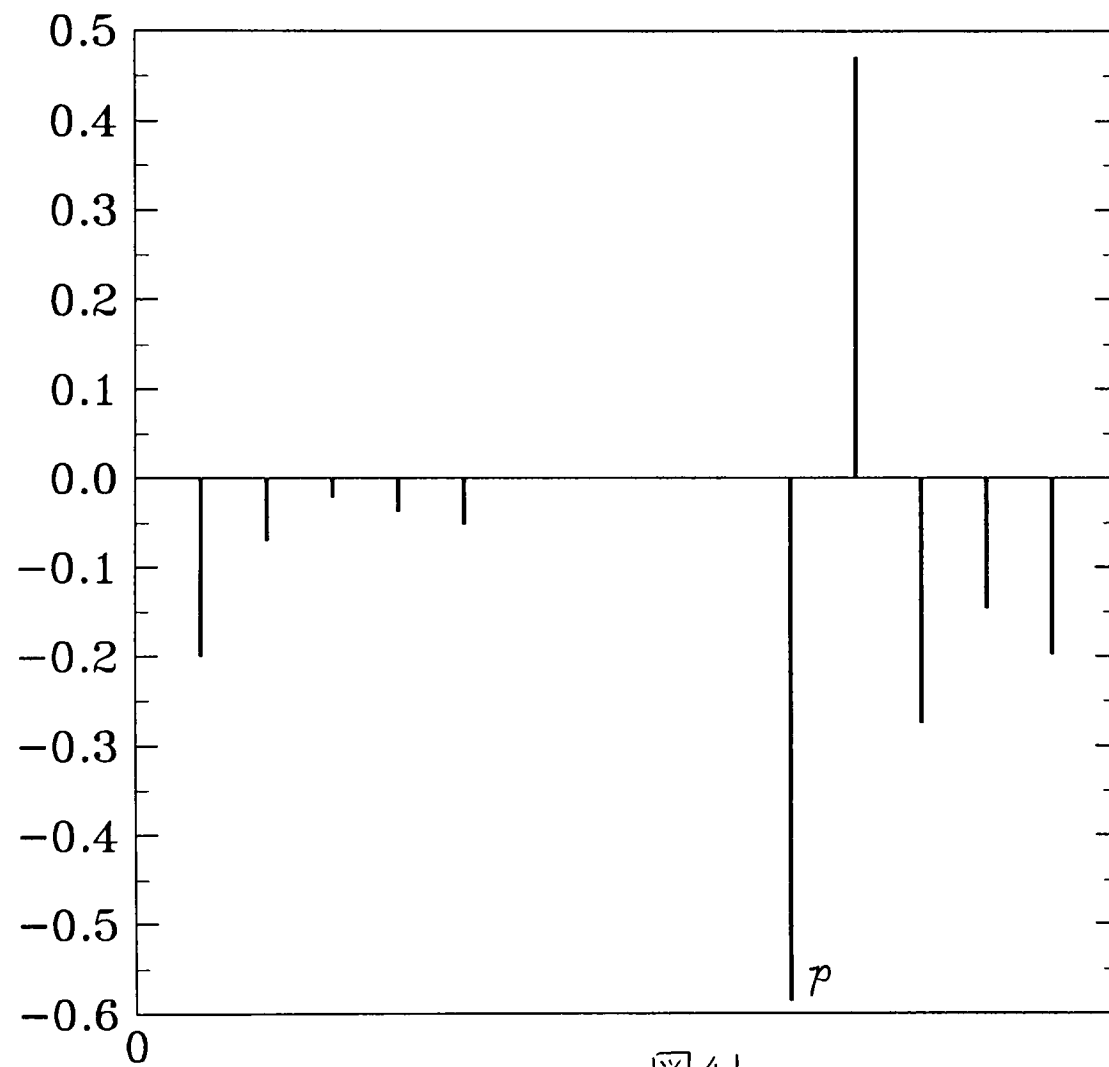


$^{100}\text{Ru}$        $V(r4(cc)_4;)$



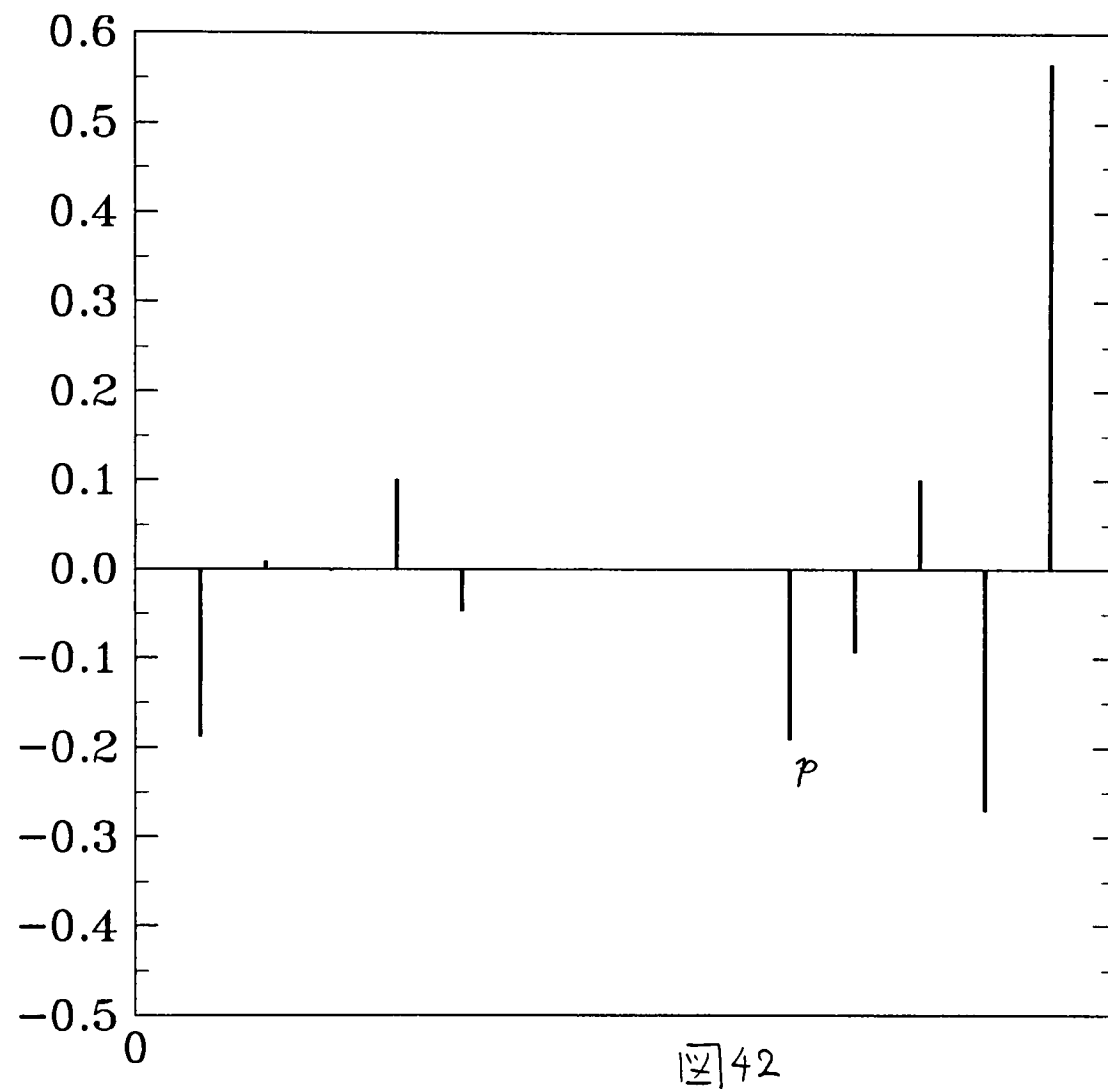
$^{102}\text{Ru}$

$V(r_0; (cc)_0)$



$^{102}\text{Ru}$

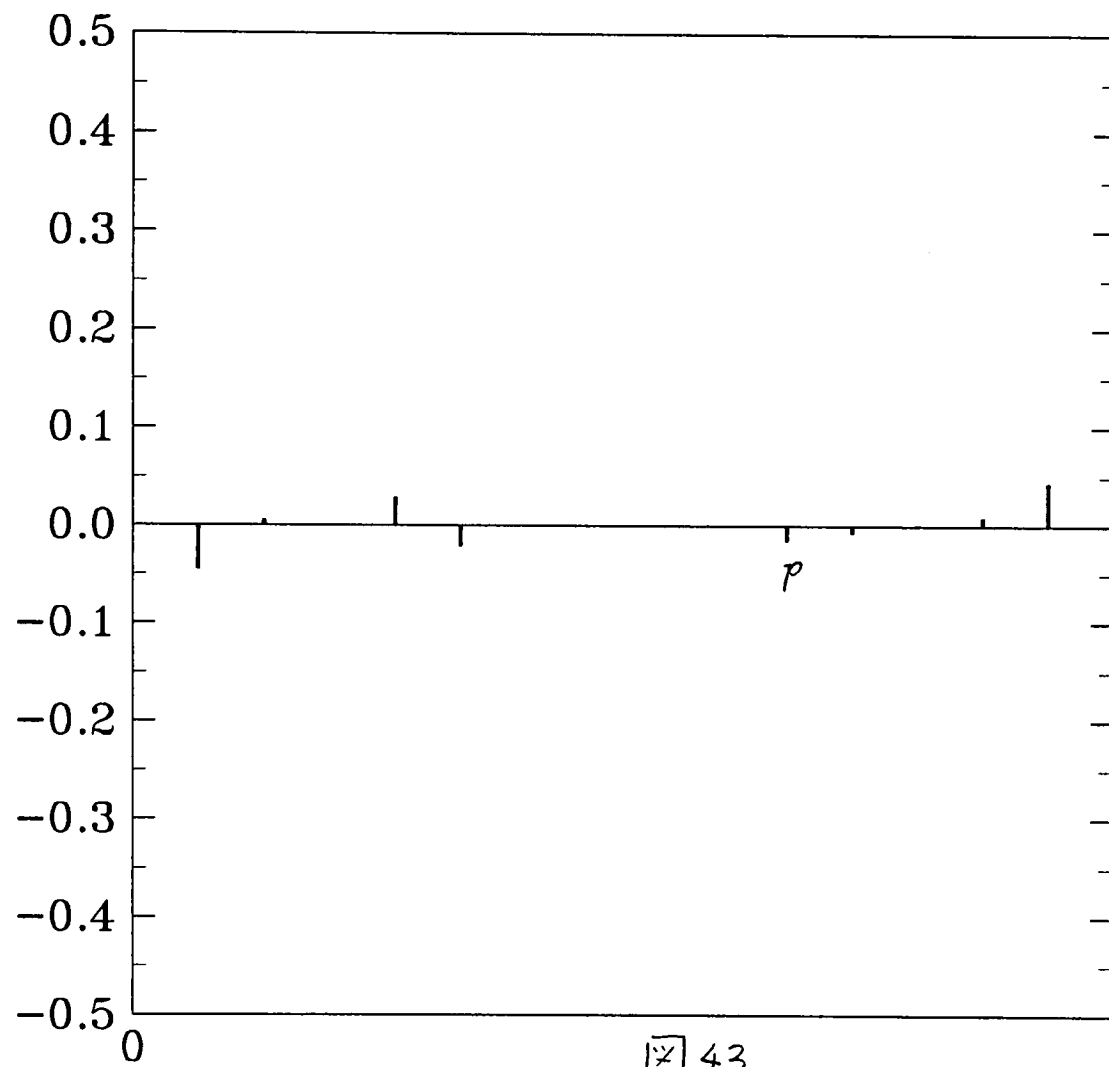
$V(r_0(c;c)_0)$





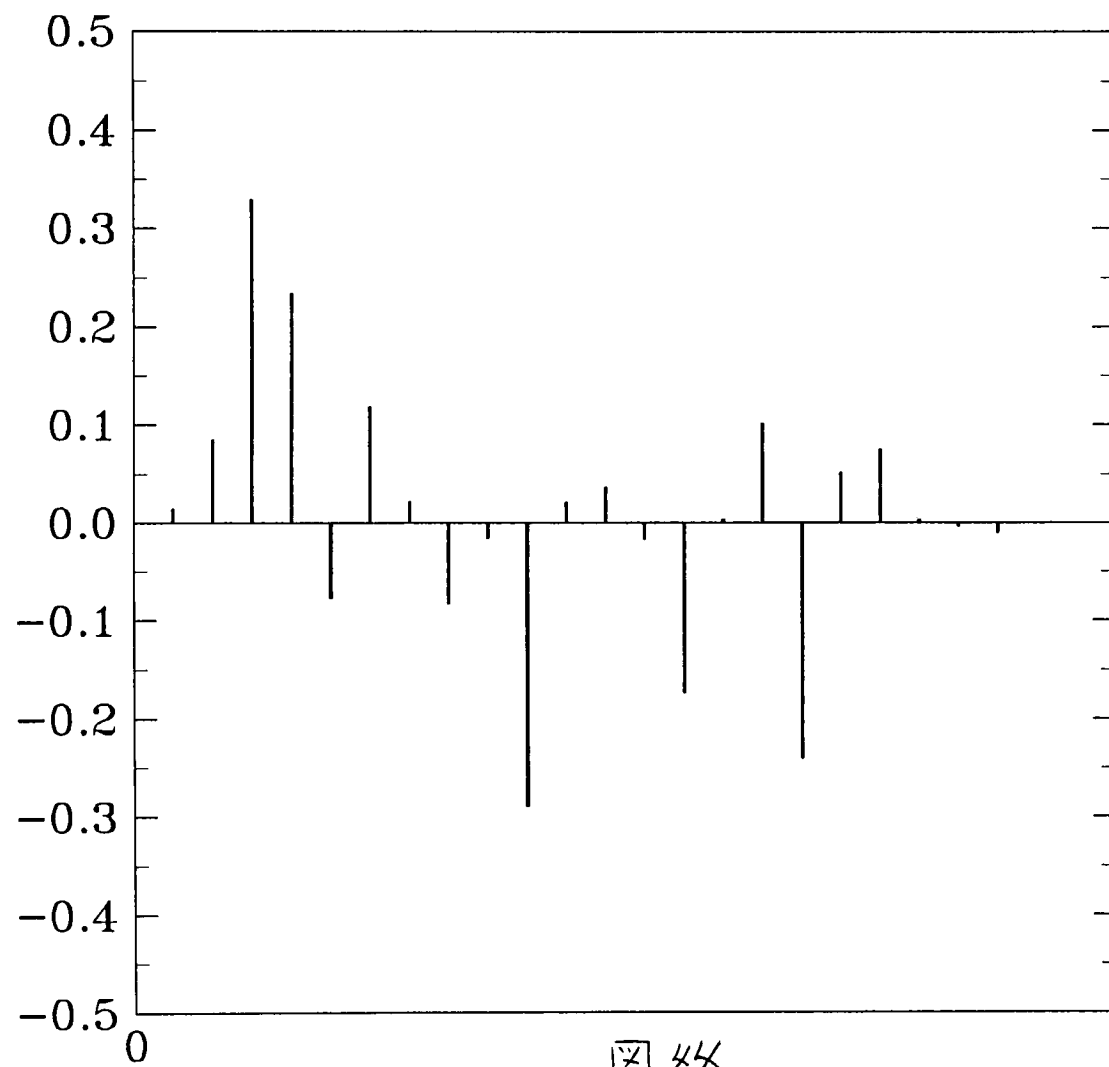
$^{102}\text{Ru}$

$V(r_0(cc)_0;)$

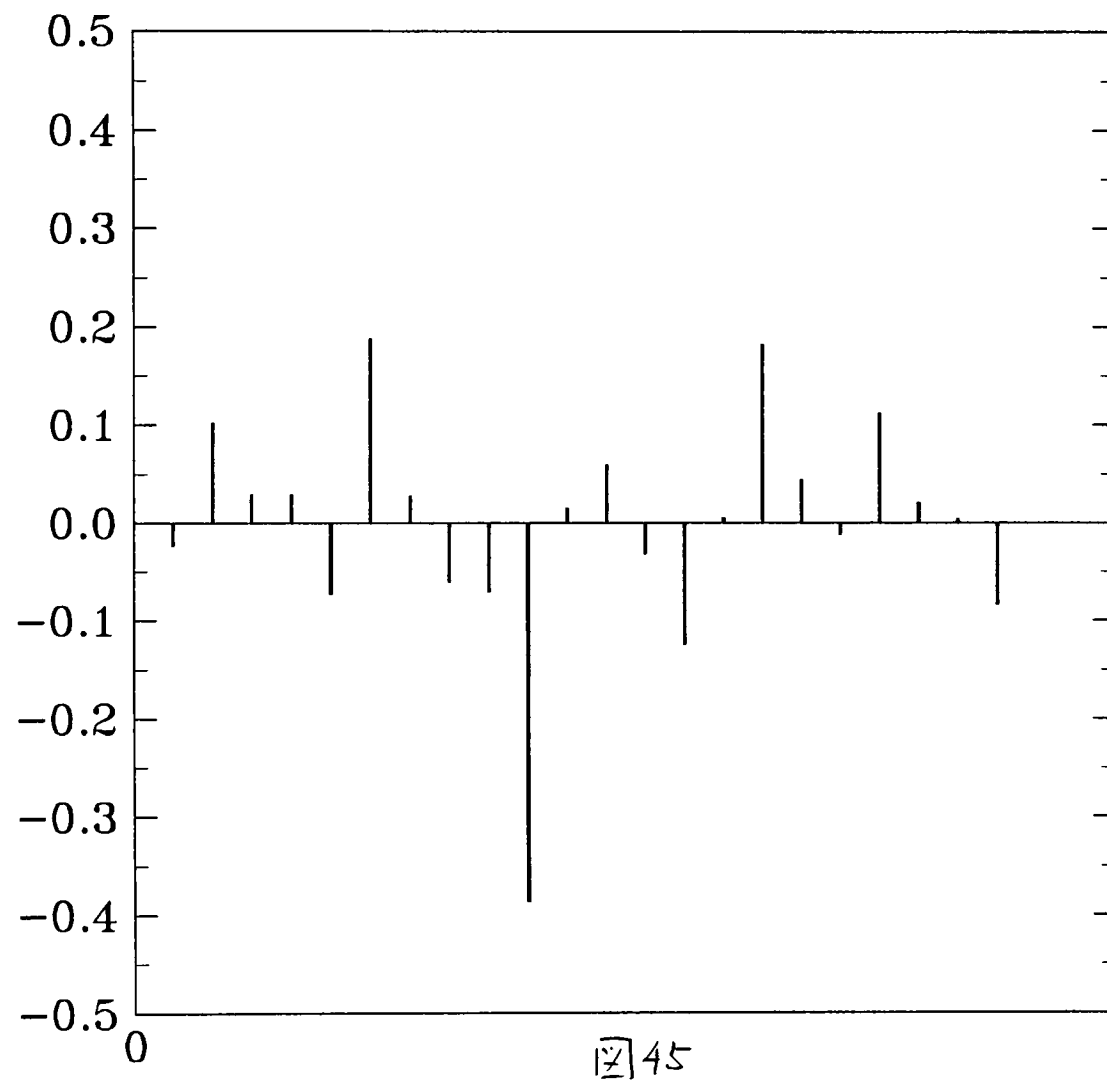


$^{102}\text{Ru}$

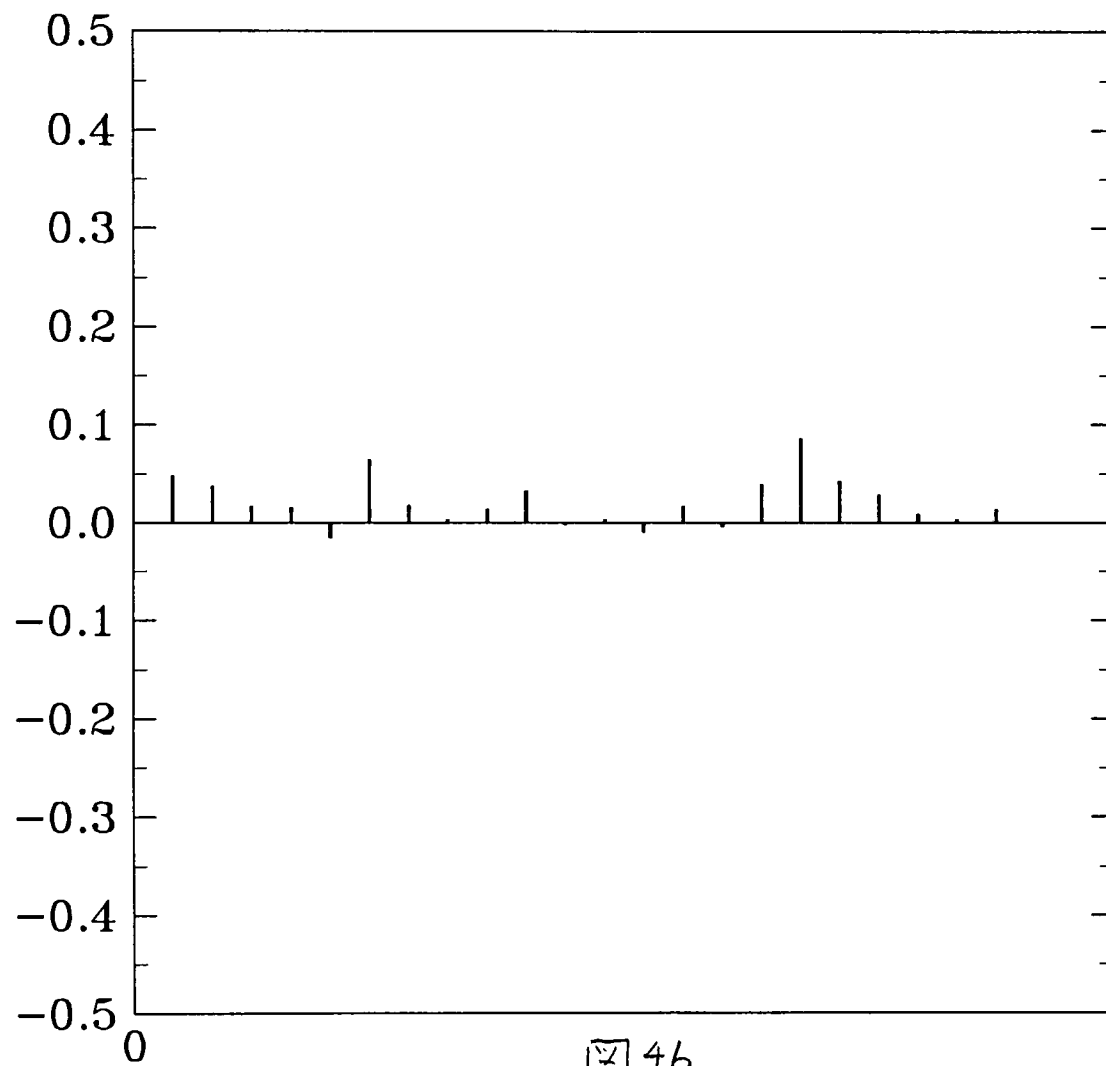
$V(r_2; (cc)_2)$



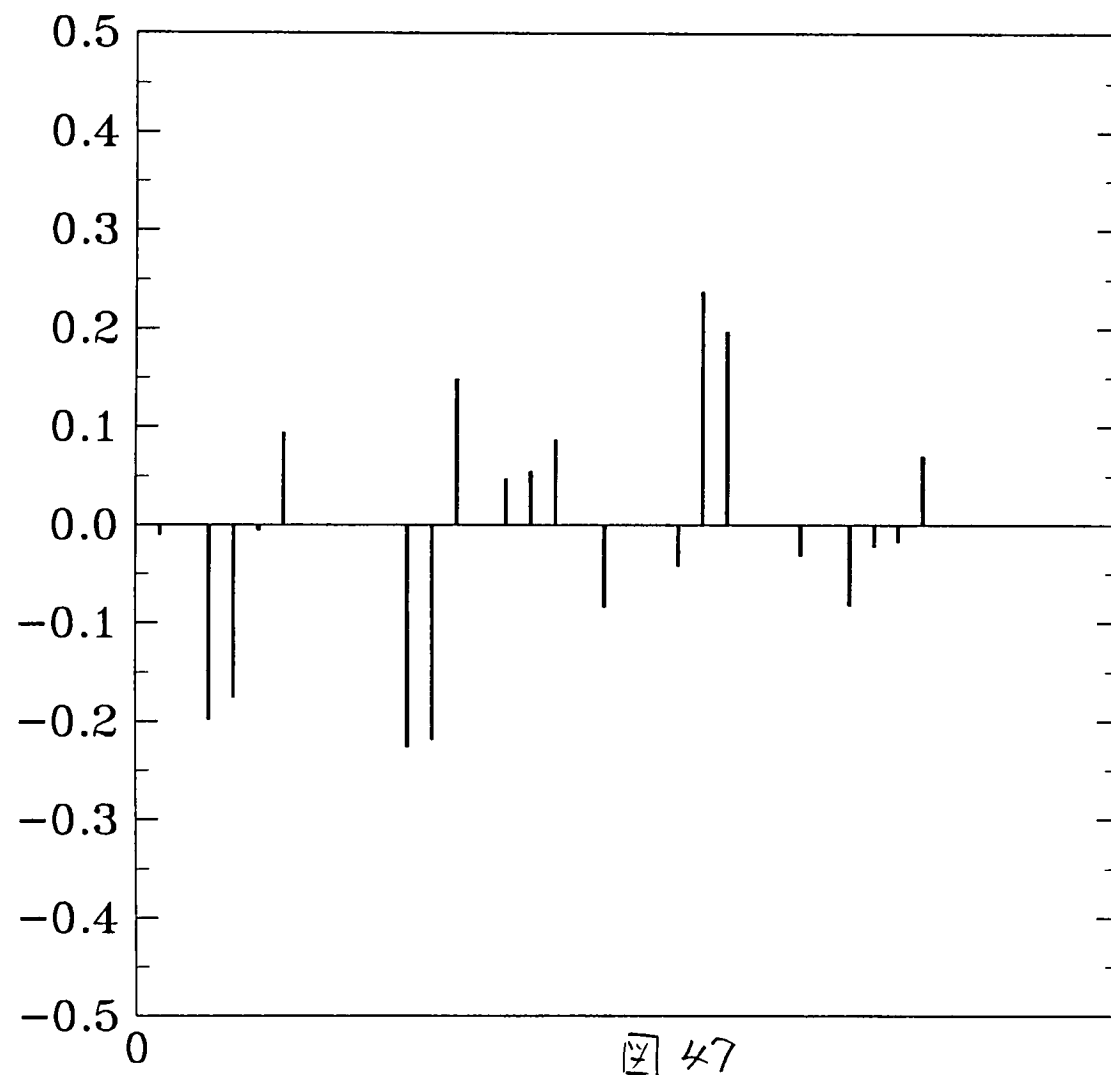
$^{102}\text{Ru}$        $V(r_2(c;c)_2)$



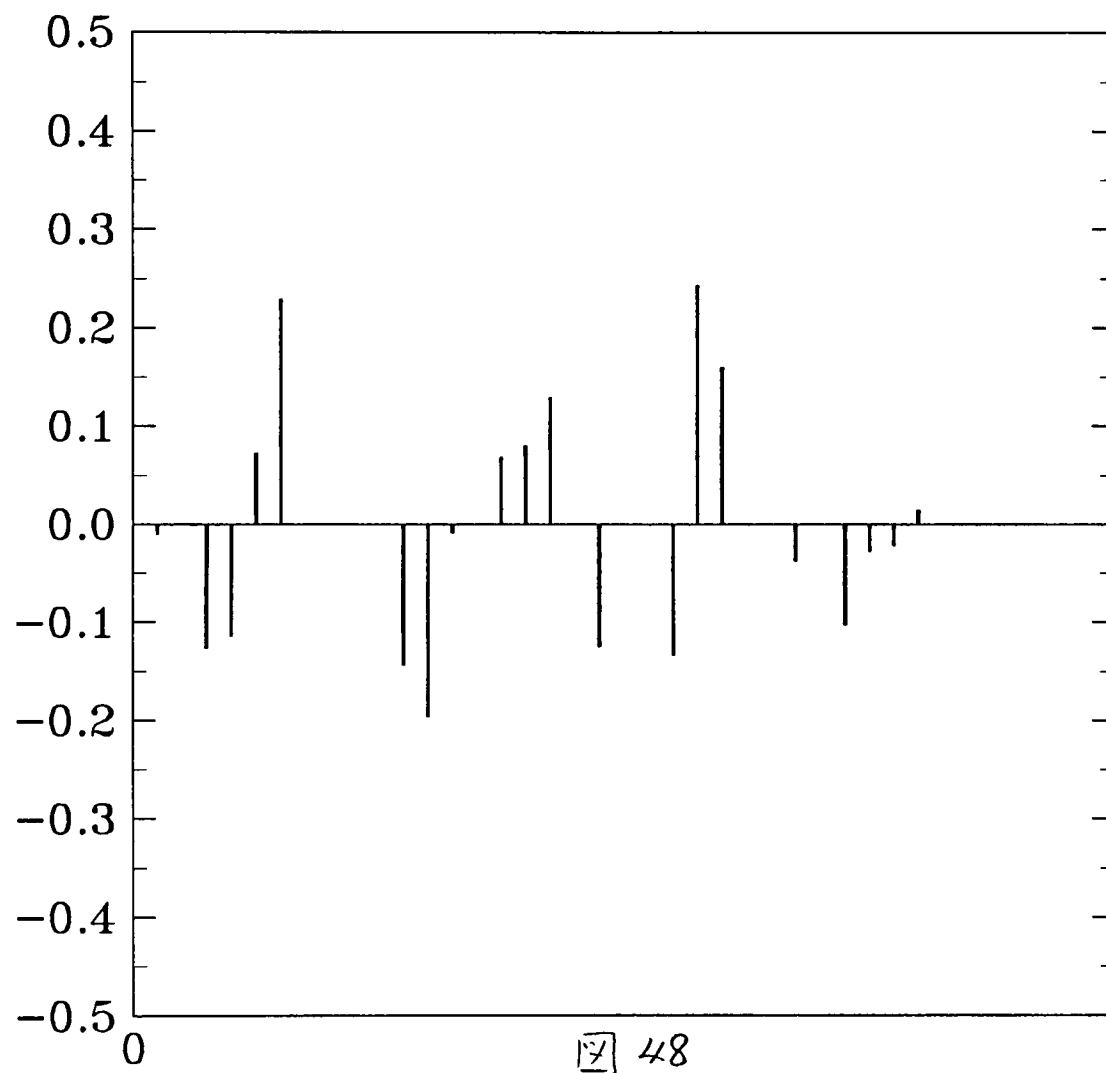
$^{102}\text{Ru}$      $V(r_2(cc)_2;)$



$^{102}\text{Ru}$        $V(r4;(cc)_4)$

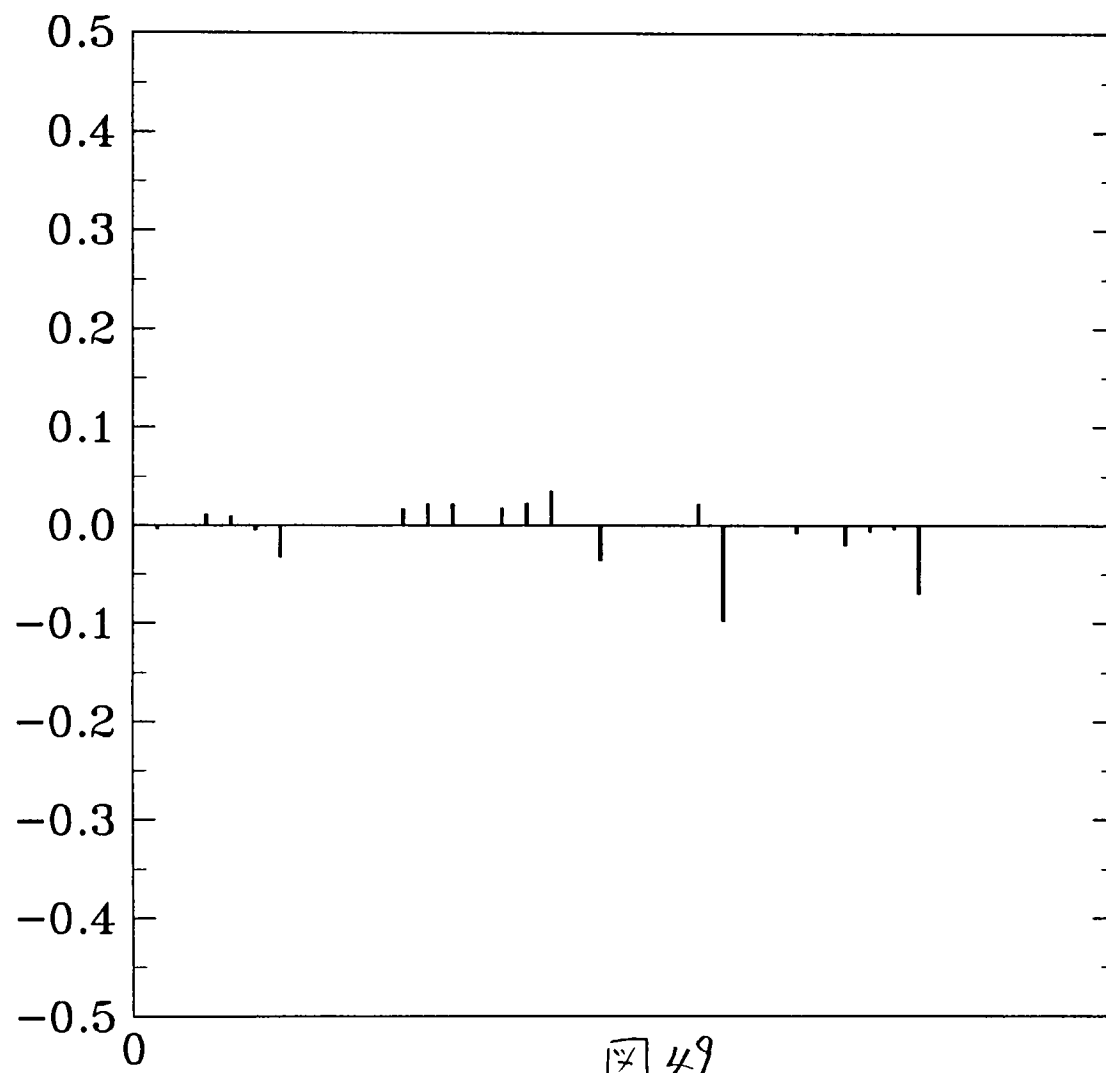


$^{102}\text{Ru}$        $V(r4(c;c)_4)$



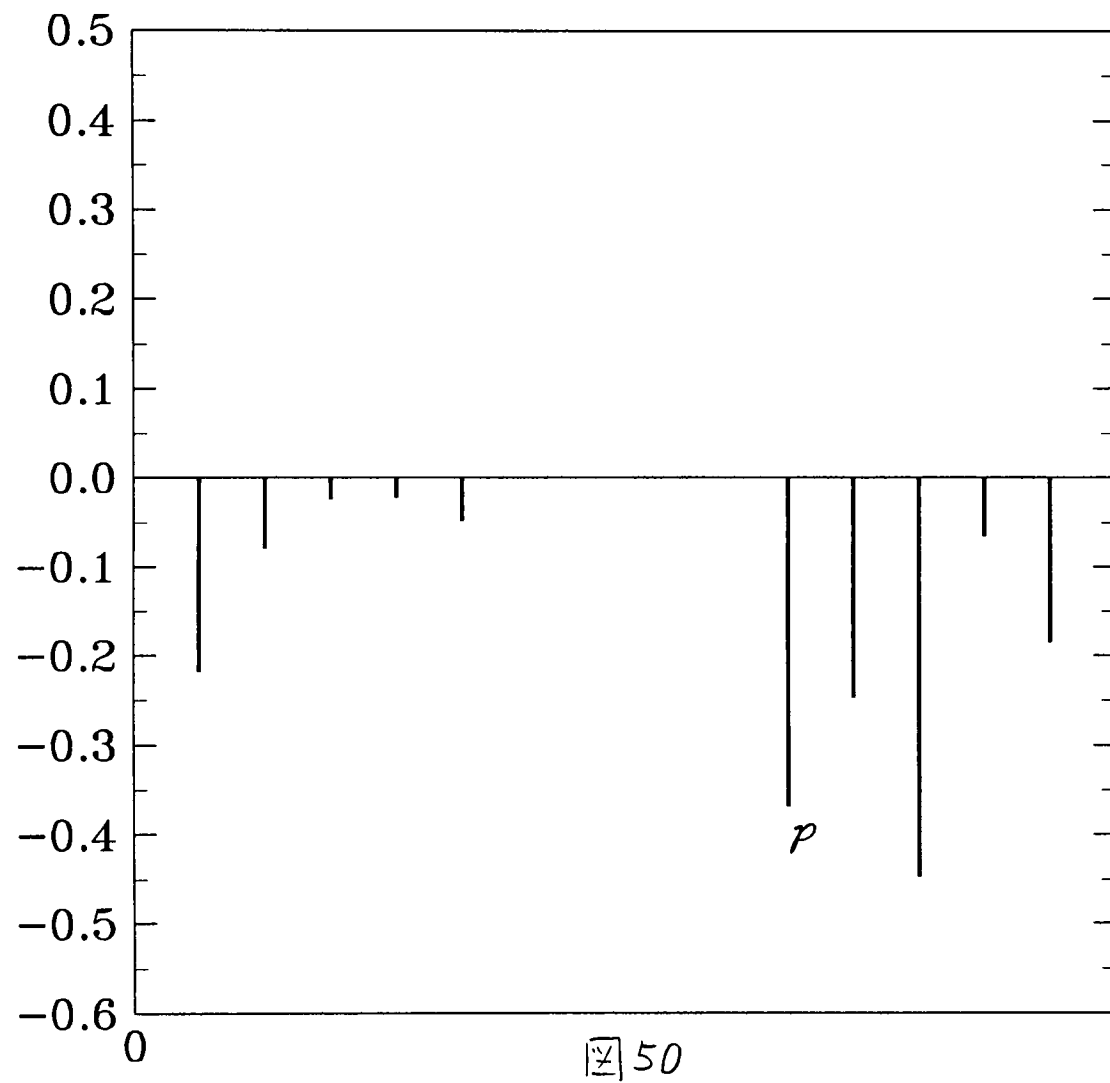
$^{102}\text{Ru}$

$v(r4(cc)_4;)$



$^{104}\text{Ru}$

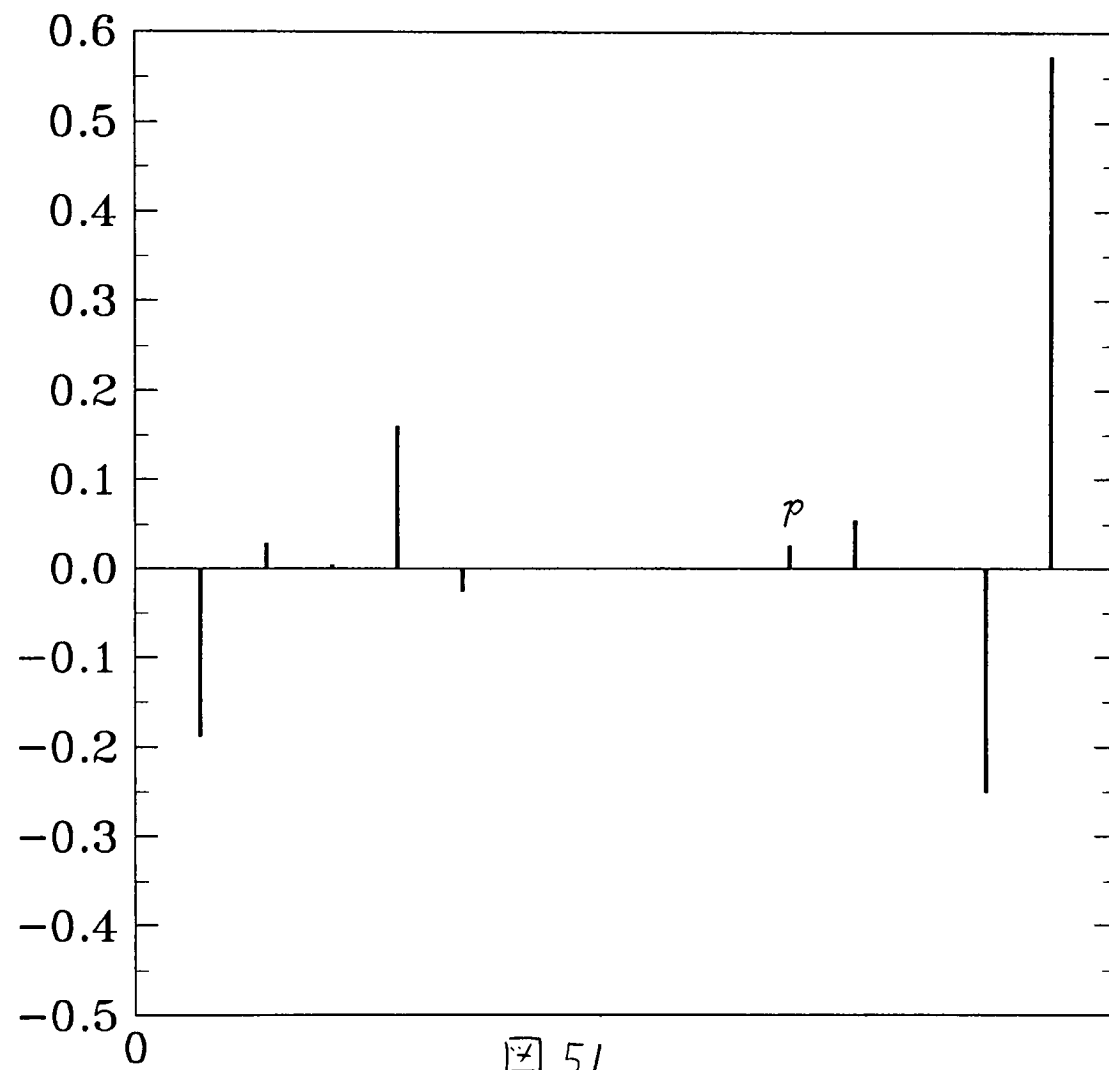
$V(r_0;(\text{cc})_0)$





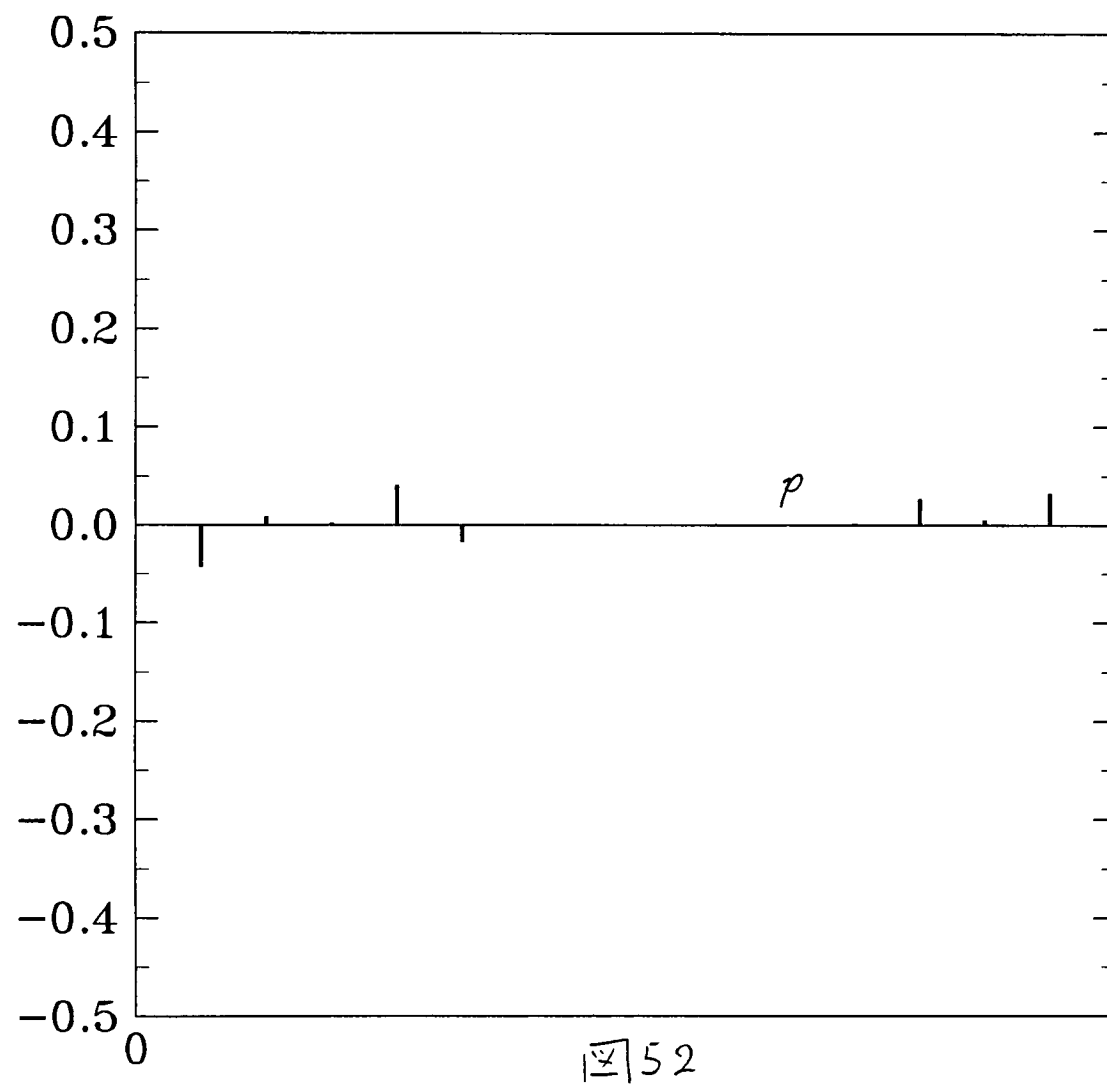
$^{104}\text{Ru}$

$V(r_0(c;c)_0)$

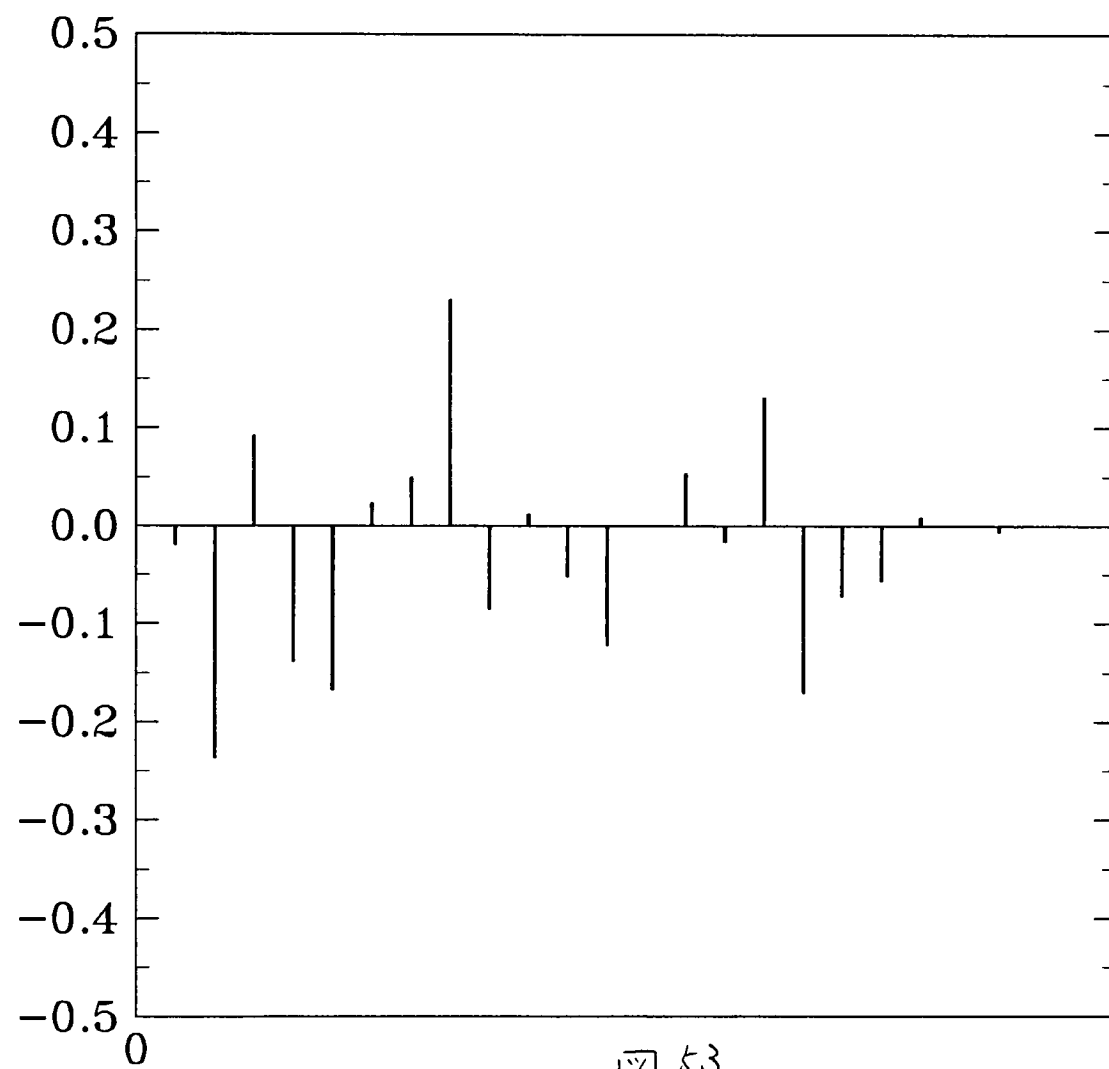


$^{104}\text{Ru}$

$V(r0(cc)_0;)$

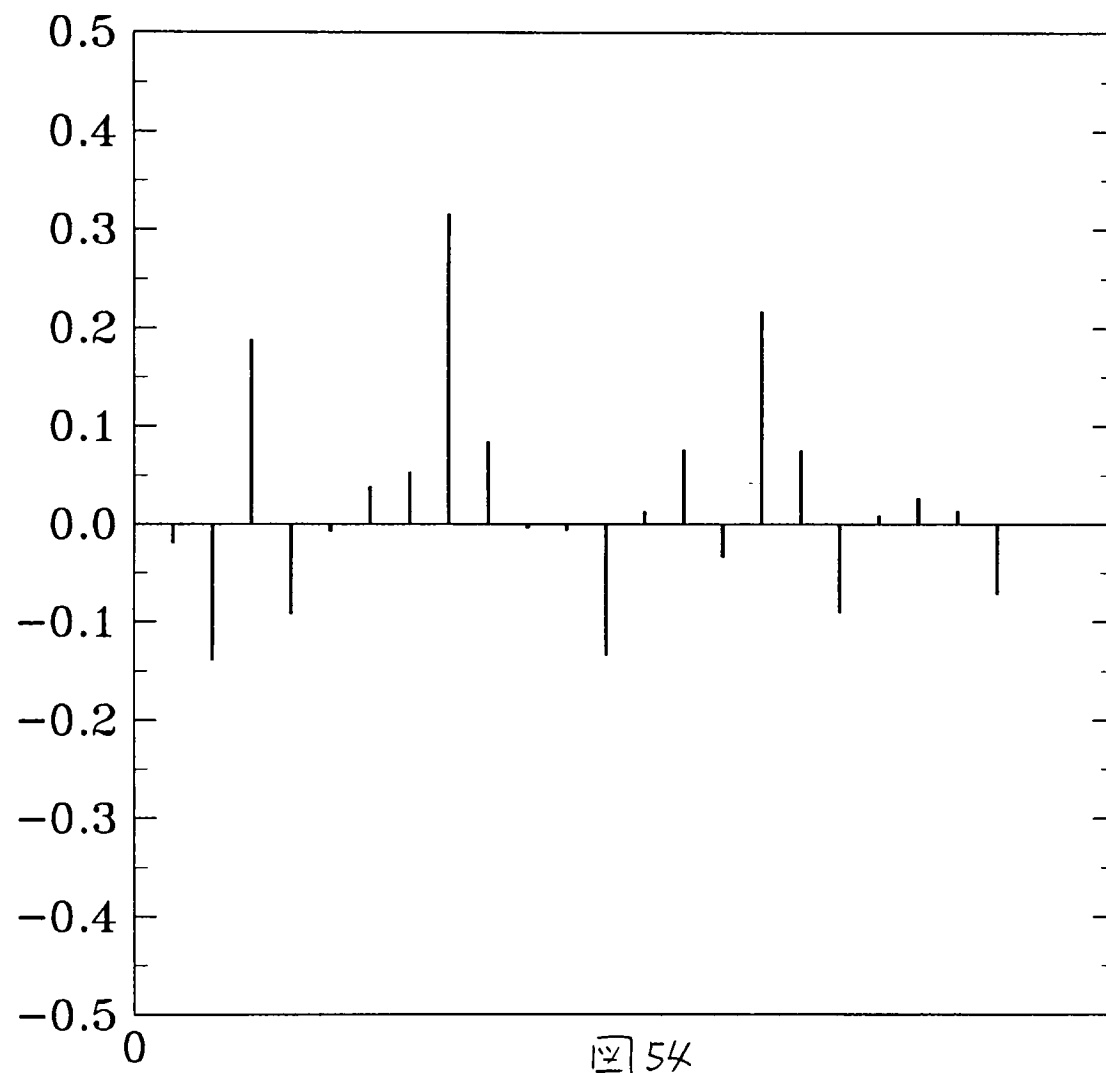


$^{104}\text{Ru}$        $V(r_2;(\text{cc})_2)$

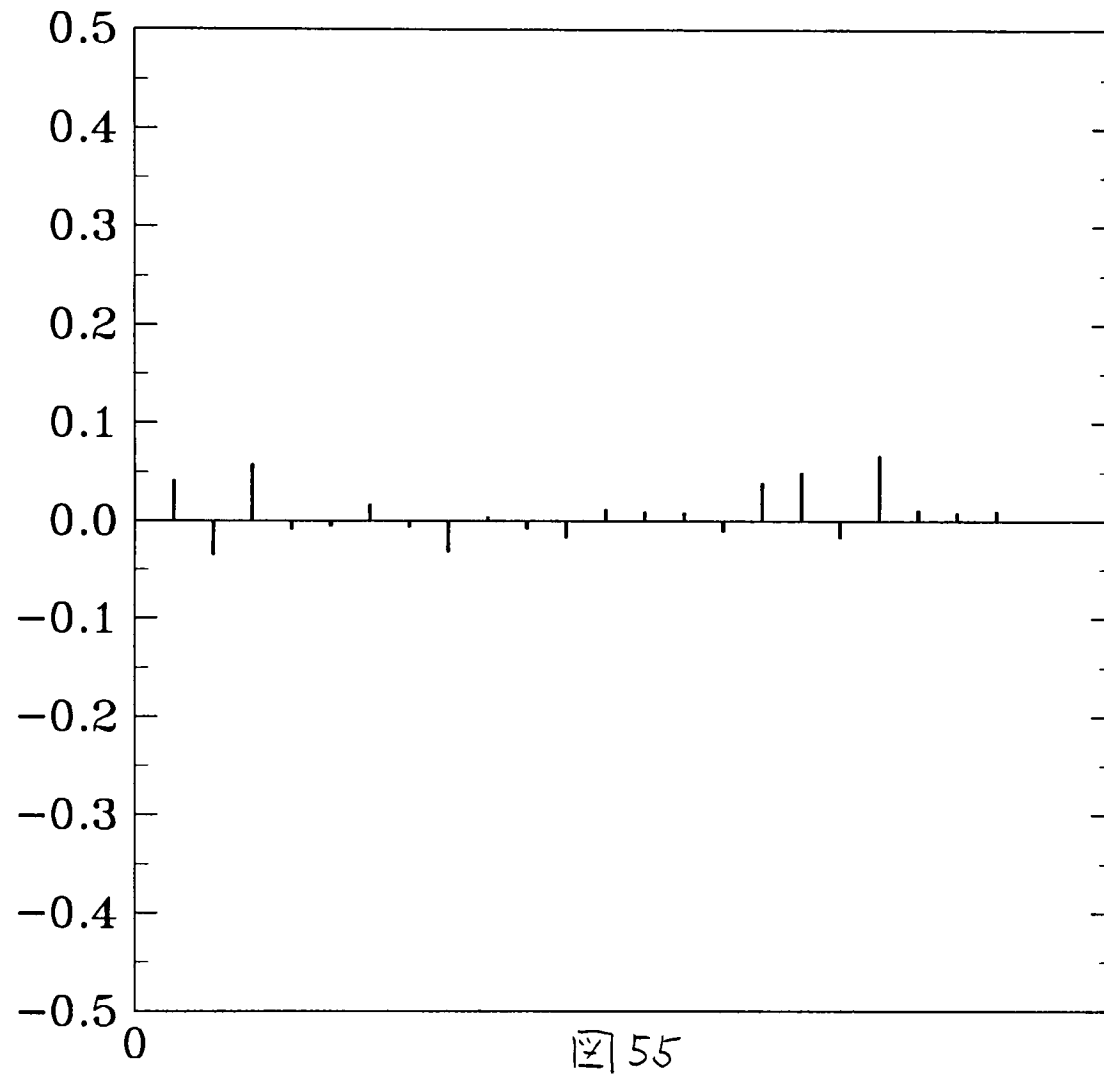


$^{104}\text{Ru}$

$v(r2(c;c)_2)$

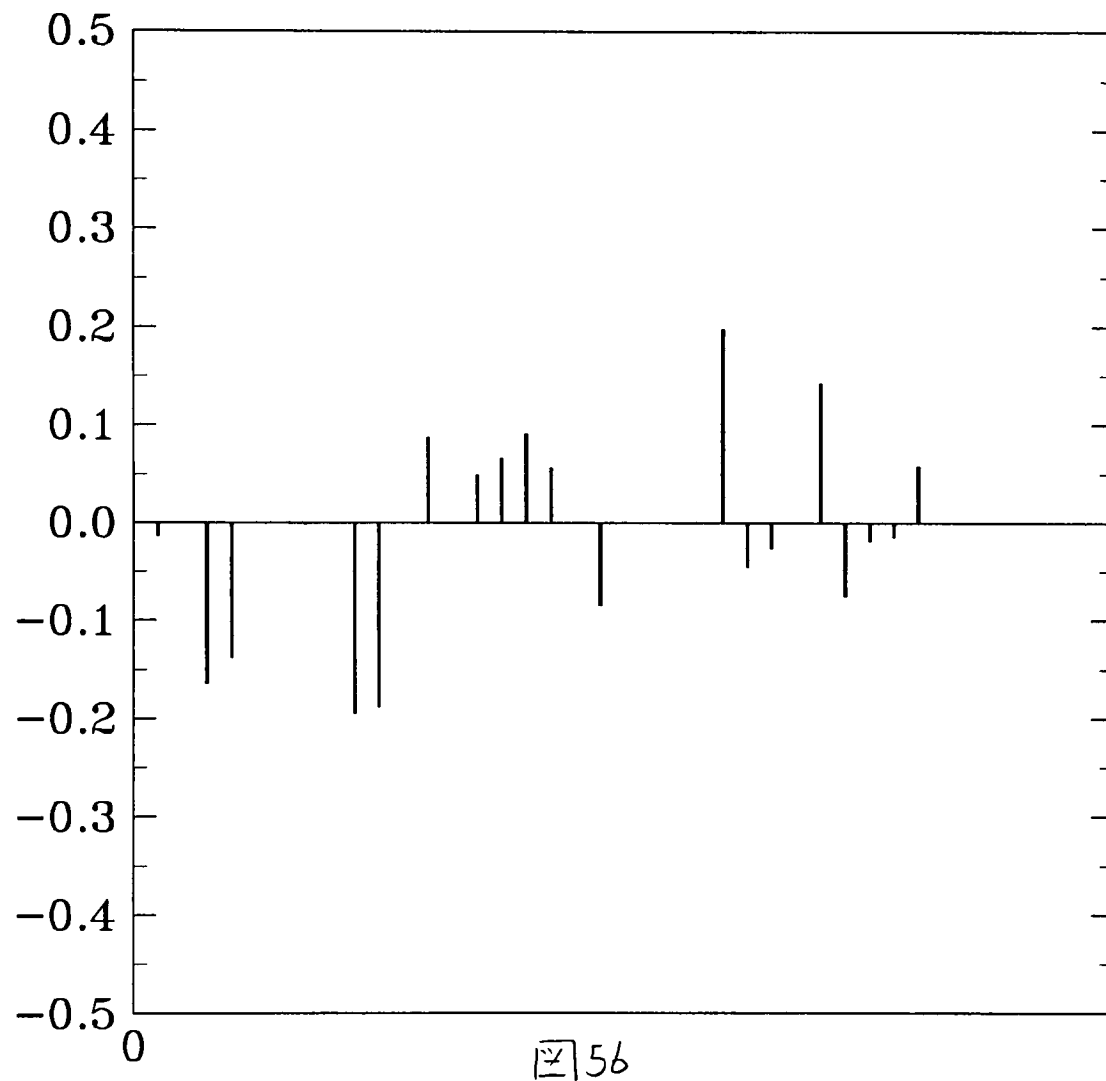


$^{104}\text{Ru}$        $V(r_2(cc)_2;)$



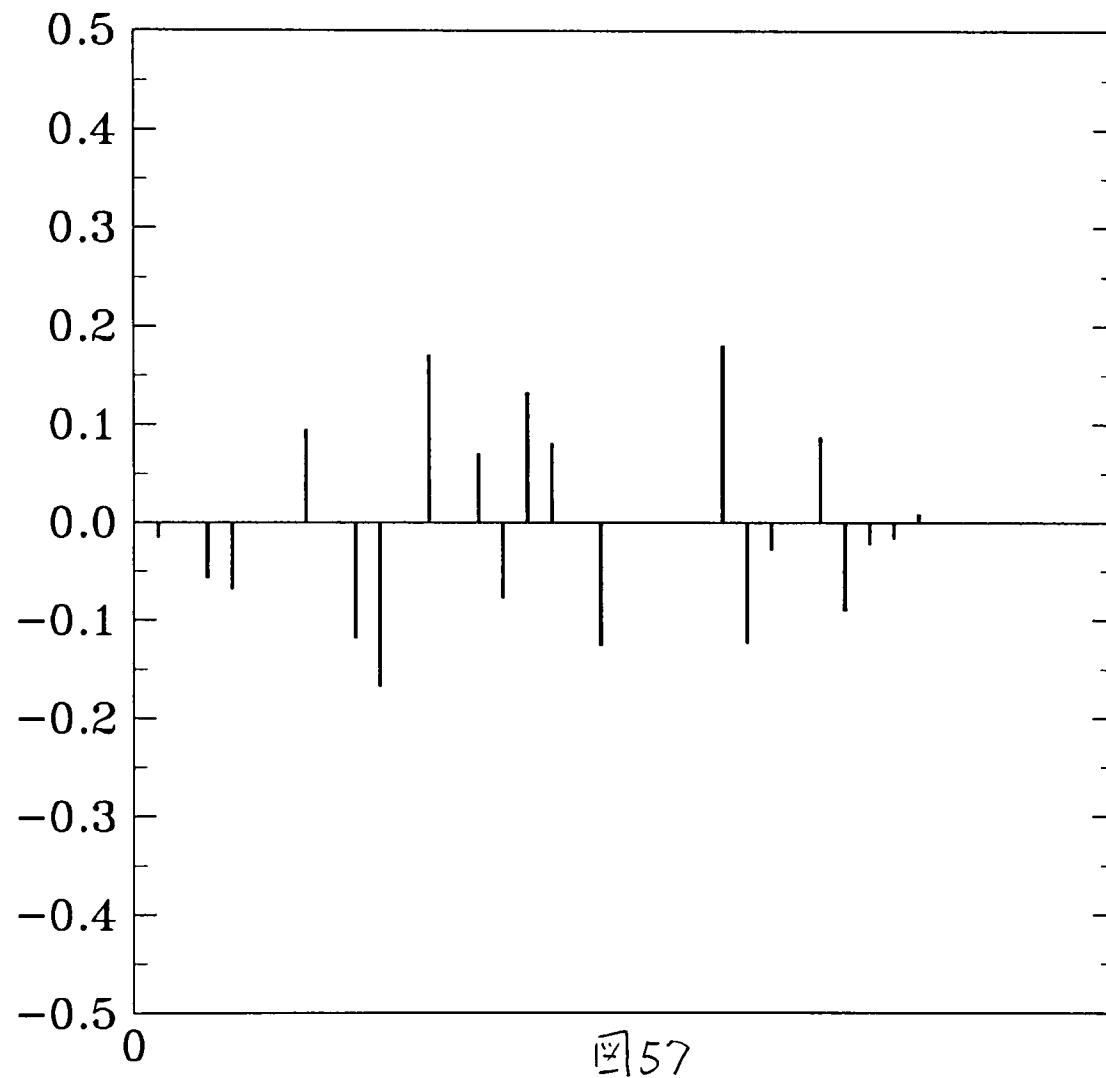
$^{104}\text{Ru}$

$V(r4;(cc)_4)$



$^{104}\text{Ru}$

$V(r4(c;c)_4)$



$^{104}\text{Ru}$

$V(r4(cc)_4;)$

